SÉRIE A, N° 174

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Gilles de LA GORGUE de ROSNY

1re **THÈSE.** — **"Etude des systèmes dipions et tripions dans les interactions $\pi^+ d$ où le π^+ a une impulsion de 6 GeV/c."**

2e **THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

"Les algèbres de courants"

Soutenues le 9 Mai 1966 devant la Commission d'examen.

MM. BERTHELOT — *Président.*

LEHMANN
LEPRINCE-RINGUET
PRENTKI
} *Examinateurs.*

SÉRIE A, N° 174

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES-PHYSIQUES

PAR

Gilles de LA GORGUE de ROSNY

1re **THÈSE.** — **"Etude des systèmes dipions et tripions dans les interactions $\pi^+ d$ où le π^+ a une impulsion de 6 GeV/c."**

2e **THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

"Les algèbres de courants"

Soutenues le 9 Mai 1966 devant la Commission d'examen.

MM. BERTHELOT — *Président.*

LEHMANN
LEPRINCE-RINGUET
PRENTKI
} *Examinateurs.*

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen : ZAMANSKY

BRELOT	T	Analyse supérieure.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparée.
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés.
PREVOST	T	Chimie organique.
WYART	T	Minéralogie et cristallographie.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).
AUGER	T	Physique quantique et relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
N	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du globe.
Mlle COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
BOCQUET	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).
EPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (SPCN) et Sédimentologie (Orsay)
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).
LUCAS R.	T	Recherches physiques.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique enseignement.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
DRACH	T	Zoologie.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du globe.
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Géologie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie organique et structure.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay)
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théorie physique.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et cristallographie.
MATHIEU J.-P.	T	Physique optique.
COUTEAUX	T	Cytologie.
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des probabilités et phys. mathématique
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (technique aéronautique).
NORMANT	T	Synthèse organique.
BÉNARD	T	Chimie minérale.
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
LUCAS G.	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie Physique.
BERTHELOT	T	Physique des particules fondament. (Orsay)
BRICARD	T	Météorologie physique de l'atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD	T	Psychophysiologie.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale appliquée.
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN	T	Théorie chimique.
CHADEFAUD	T	Botanique.
Mlle LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et histologie comparée.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.G.P.).
PISOT	T	Technique mathématique de la Physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Géologie générale
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
Mme TONNELAT	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Electrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
LÉVY	T	Physique théo. des hautes énergies (Orsay).
Mme CHAIX	T	Chimie biologique.
Mme HUREL-PY	T	Biologie végétale (P.C.B.).
PANNETIER	T	Chimie générale.
BRUN	T	Mécanique théorique des fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique (Orsay).
Mme DUBREIL	T	Mathématiques (agrégation).
Mme LELONG	T	Mathématiques II (E.N.S.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
COTTE	T	Physique électricité.
DUBOIS J.-E.	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay).
OLMER	T	Energétique générale.
ROUAULT	T	Electricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie physique.
BROSSEL	T	Physique atomique.
BUSER	T	Physiologie comparée.
CAMUS	T	Physiologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay).
CASTAING	T	Physique II - Thermodynamique (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et cristallographie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
Mme Charniaux-Cotton	T	Evolution des êtres organisés.
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMANN	T	Chimie quantique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
TONNELAT	T	Biologie physico-chimique (Orsay).
VILLE	T	Econométrie.
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.).
DODE	T	Chimie (Orsay).
FREYMANN	T	Recherches physiques.
GUINOCHET	T	Biologie végétale (S.P.C.N.) (Orsay).
ROLLET	T	Chimie minérale.
Mlle JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT	T	Electronique (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique 1 (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques 1 (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorie des fluides.
GUILBERT		Physique (CSU Orléans).
HUPE	T	Pétrographie.
HOLLANDE	T	Biologie générale.
LIONS	T	Analyse numérique.
MAITTE	T	Chimie (P.C.B.)

FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).
JULIA M.	T	Etudes des moléculaires naturelles complexes
LENDER	T	Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).
MAGAT	T	Physico-Chimie des radio-éléments.
Mlle QUINTIN	T	Electrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.
BENOIT	T	Physiologie animale (Orsay).
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
LEMEE	T	Ecologie végétale (Orsay).
GUERIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
CHATELET	T	Chimie (P.C.B.)
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.)
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).
BERTEIN	T	Electronique (Orsay).
BOUSSIERES	T	Radio-chimie
Mme COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique.
ELLENBERGER	T	Géologie des grandes régions du globe.
FRANC	T	Biologie animale (P.C.B.)
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).
STOLKOWSKI	T	Physiologie végétale.
ACHER	T	Chimie biologique (Orsay).
BAUDOIN	T	Biologie animale (P.C.B.)
BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.)
BLAMONT		Géophysique ionosphère.
BOURREAU	T	Botanique.
CURIE D.		Physique (M.G.P.)
DURAND-DELGA	T	Géologie.
FREON	T	Chimie organique (Orsay).
HELLER	T	Physiologie végétale.
TORTRAT	T	Calcul des probabilités.
CAILLEUX	T	Géologie (S.P.C.N.)
MAGNAN		Physique Electricité.
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
Mlle FOURCROY		Biologie végétale (S.P.C.N.)
Mme CHOQUET-BRUHAT		Mécanique analytique et Mécanique céleste
Mlle VEIL	T	Physiologie générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay).
BROCHARD	T	Physique (P.C.B.) (Orsay).
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Mathématiques 1 (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie physique et Géologie dynamique.
COMOLET		Mécanique des fluides.
CORABŒUF	T	Physiologie animale (Orsay).
DELLOUE	T	Physique de l'exosphère.
GORENFLOT		Botanique II (Orsay).
HOUILLON		Biologie animale (P.C.B.)
JULLIEN J.		Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
MALGRANGE	T	Technique math. de la Physique (Orsay).
OLIVIER		Antropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE	T	Physique (E.N.S.) (Orsay).
CHEVAUGEON	T	Botanique (Orsay).
KAHANE	T	Mathématiques (Orsay).
SAMUEL	T	Mathématiques (E.N.S. féminine).
KOURGANOFF	T	Astronomie (Orsay).
THIRY	T	Mécanique céleste.
ABELES		Physique (S.P.C.N.)
AMAT	T	Physique (P.C.B.)
AUBOIN	T	Géologie.
Mme BENOIT-GUEUTAL	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
BOUGIS		Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).
BRUHAT	T	Mathématiques (M.P.C.)
BRUNN	T	Géologie historique (Orsay).
CHABBAL	T	Physique (M.G.P.) (Orsay).
DEHEUVELS	T	Mathématique-Propédeutique
D'ESPAGNAT	T	Physique théorique (Orsay).
FURON	T	Géologie (S.P.C.N.)
Mme GANS	T	Génétique.
GENEVES		Biologie végétale (P.C.B.)
MEYER		Physique-Propédeutique.
NICOLAS		Géologie appliquée.
PANIGEL		Biologie générale.
RAVIER		Pétrographie.
ROSEAU	T	Mécanique théorique des fluides.
ROUBINE		Electronique.
SILBER	T	Chimie (P.C.B.)
UEBERSFELD	T	Electronique.
YVON	T	Théorie physique.
HERVÉ	T	Mathématiques.
NERON	T	Mathématiques (M.P.C.) (Orsay)
Mme NECKER-WIMEL	T	Astrophysique
BALKANSKY		Physique (M.P.C.)
LE CORRE	T	Electricité
DELCROIX	T	Physique théorique (Orsay)
GOURDIN		Phys. théorique des hautes énergies (Orsay)
LEHMANN	T	Phys. expérim. des hautes énergies (Orsay)
NATAF	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
ECHALIER		Biologie animale (P.C.B.)
BARRAUD		Physiologie cellulaire
LIORET	T	Physiologie végétale (Orsay).
DARS		Géologie struc. et Géologie appliquée
CAMEFORT	T	Botanique (agrégation)
VICHNIEWSKY	T	Mécanique industrielle
BLAQUIÈRE		Electronique (Orsay)
ARNOUS	T	Physique théorique (Orsay)
TATIBOUET		Chimie (CSU Orléans)
MALLIAVIN	T	Mathématiques Propédeutique (Orsay)
GAUDEMAR		Chimie Propédeutique
PEREZ Y JORBA		Phys. expér. des hautes énergies (Orsay)
DAVID	T	Chimie (agrégation) (Orsay)
BROUSSE	T	Mécanique théorique
ROSCH	T	Astronomie
GUY	T	Physique expérimentale.
LAZARD		Mathématiques (M.P.C.).
MOREL P.		Physique (M.P.C.).
ARSAC		Programmation.
LEFEBVRE		Chimie (M.P.C.).
CHAPEVILLE		Biochimie.
BENOIT		Physique (C.P.E.M.).
RIO		Chimie (C.P.E.M.).
JAUZEIN		Géologie (E.N.S.).
PRÉVOST G.		Biologie végétale (C.P.E.M.).
FAVARD		Biologie animale (C.P.E.M.)
VILKAS		Chimie (C.P.E.M.).
Mlle FICINI		Chimie (C.P.E.M.).
LEQUEUX		Astronomie.
COHEN TANNOUDJI		Physique (M.P.C.).
TAVERNIER		Physique (C.P.E.M.).
Mme ROIZEN		Physique (C.P.E.M.).
DURAND M.		Biologie animale (S.P.C.N.).
PASCAUD		Physiologie.
Mme PETIT		Biologie animale (C.P.E.M.).
BROUSSE		Géologie (Orsay).
CAGNAC		Physique agrégation (Orsay).
LEBERRE		Zoologie (Orsay).
SCHAEFFER		Microbiologie (Orsay).
DE GENNES		Physique des solides (Orsay).
RIOU		Physique nucléaire expérimentale (Orsay).
CLAUSER		Chimie biologique (Orsay).
CHEVALLIER		Physiologie animale (Orsay).
JANCOVICI		Physique atomique (Orsay).
FALK-VAIRANT		Physique nucléaire (Orsay).
FETIZON		Chimie propédeutique (Orsay).
CERF		Mathématique (Orsay).
LURCAT		Physique
RIGAUDY		Chimie (S.P.C.N.)
SIGWALT		Chimie (S.P.C.N.)
FOURNET		Electricité générale.
COLLONGUES		Chimie (C.P.E.M.).
DUBERT		Biochimie.
LAVOREL		Biologie physico chimique.
MOREL F.		Physiologie comparée.
TALBOT		Génétique chimique.
Mme NOUGADERE		Botanique.
FRANÇOIS		Zoologie.
IVANOFF		Océanographie physique.
CADIOT		Chimie organique.
BARUCH		Physique propédeutique.
NOZIERES		Physique générale.
BOK		Physique propédeutique.
SLONIMSKI		Génétique.

Le Secrétaire Général : R. POULLAIN

INTRODUCTION

Nous présentons ici certains résultats de la première expérience effectuée avec la chambre à bulle de 81 cms de Saclay remplie de deutérium. Les modifications apportées à cette chambre pour permettre son fonctionnement avec le deutérium ont été décrites ailleurs (1) . 70 000 photographies d'interactions de particules π^+ d'impulsion 6 Gev/c, selectionnées par un faisceau muni de deux étages de séparation électrostatique (2), ont été prises au mois de Juin 1963. Les particules étaient produites à l'aide d'une cible interne au Synchrotron à protons du Centre Européen pour la Recherche Nucléaire à Genève.

L'étude des interactions a été menée conjointement par deux groupes de physiciens, l'un à l'Ecole Polytechnique, l'autre au C.E.R.N. Des contacts constants entre ces deux groupes ont permis une similitude d'analyse qui a rendu très facile la réunion des résultats.

Nous nous étions proposés, en effectuant cette expérience, d'étudier les systèmes dipions et tripions neutres produits par interaction du π^+ sur le neutron de la cible, et en particulier de déterminer le spin isotopique du f^o par comparaison de sa désintégration en $\pi^+\pi^-$ et en $\pi^o\pi^o$. Par suite il s'est avéré possible d'isoler certaines réactions où le deutérium ne s'est pas brisé, ce qui permet une étude des interactions sur noyau analogue à celles pratiquées dans les chambres à bulles à liquide lourd.

Dans le travail qui suit nous présentons d'abord les méthodes utilisées pour séparer les différents types d'interaction.

Dans une seconde partie, nous étudierons les systèmes dipions produits : le f°, le ρ° et l'indication d'une nouvelle structure le g°.

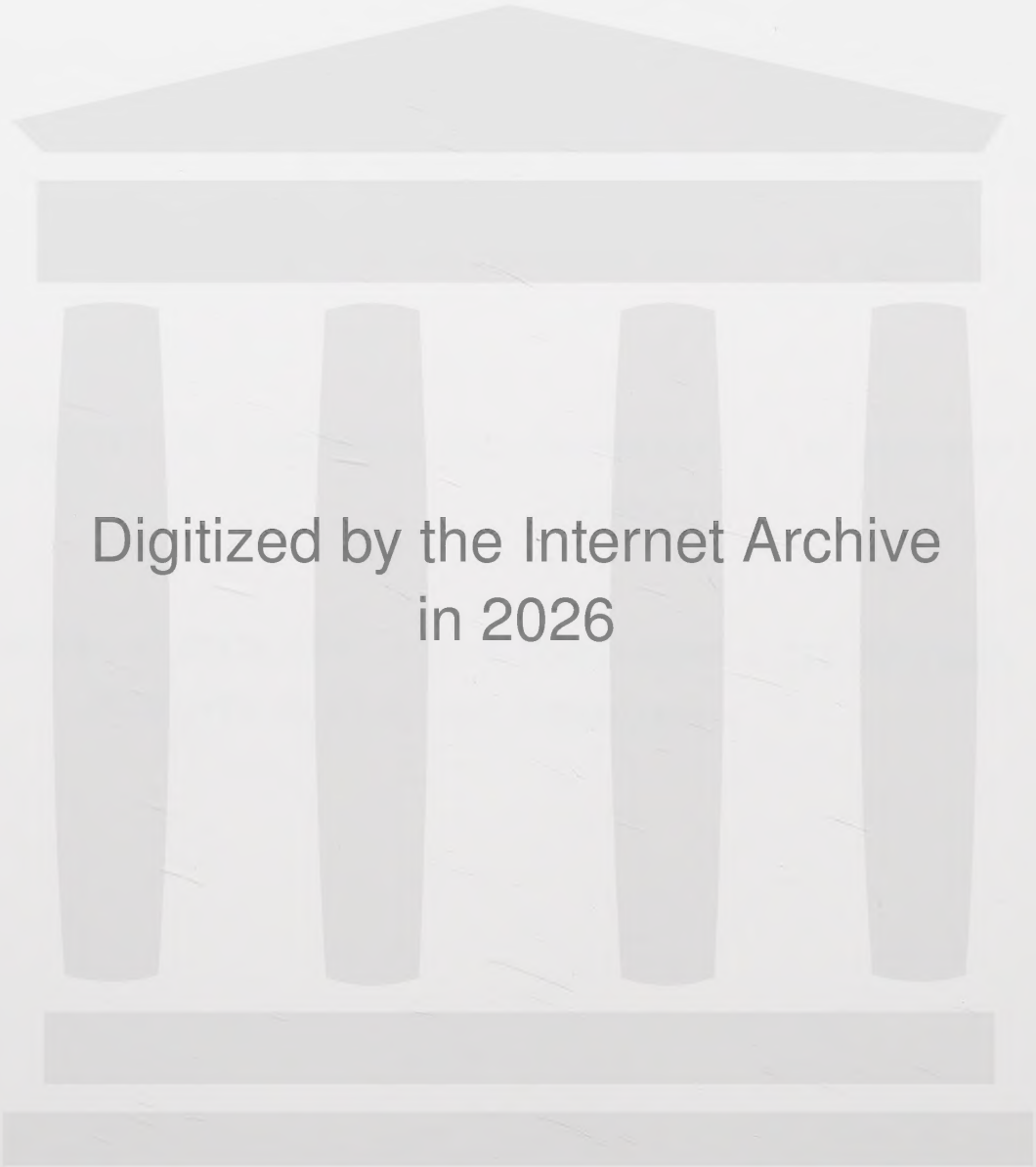
La troisième partie est consacrée à l'étude du système $\pi^+\pi^-\pi^\circ$.

PREMIERE PARTIE

CHAPITRE I : LES INTERACTIONS SUR DEUTERIUM

CHAPITRE II : SEPARATION DES EVENEMENTS EN DIFFERENTES CLASSES

CHAPITRE III : DETERMINATION DE L'EFFICACITE DE DEPOUILLEMENT EVALUATION DES SECTIONS EFFICACES


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544322_0016

CHAPITRE I

Les Interactions sur Deuterium

A/ Interactions Sur Un Seul Des Nucleons

Le deuton étant un noyau assez peu lié et par conséquent à grande distance internucléonique, on peut espérer que les interactions à courte portée telles les interactions fortes à haute énergie, n'impliquent qu'un des deux nucléons, l'autre se comportant en spectateur. Ce dernier nucléon ne restera cependant pas au repos dans le laboratoire, l'image grossière d'un oscillateur harmonique constitué par les deux nucléons montre que, à un instant donné, chacun a une probabilité non nulle d'avoir une impulsion différente de zéro, impulsion que le nucléon spectateur conservera après l'interaction. Seul un traitement quantique permet de tirer les conclusions suivantes :
soit $\Psi(r)$ la fonction d'onde relative des nucléons dans le deuton. Lors d'une interaction π-deuterium par exemple, tout se passe comme si le deuton était constitué par deux particules libres, la distribution de leurs impulsions P étant donnée par $|\Phi(P)|^2 P^2 dP\, d\Omega$ où $\Phi(P)$ est la transformée de Fourier de $\Psi(r)$. L'interaction s'effectue sur un des nucléons, l'autre gardant l'impulsion qu'il avait avant interaction.

Les conditions de validité de ce schéma sont d'une part que la portée de l'interaction π-nucléon soit inférieure à la distance entre les nucléons, de manière à isoler l'un d'eux, d'autre part que le temps d'interaction soit faible par rapport à la période du deuton de manière à ce que l'emploi de l'approximation soudaine soit justifiée. Dans le cas qui nous occupe la portée de l'interaction est $\sim 10^{-13}$ cm, le rayon du deutérium est $2,5\ 10^{-13}$ cm. Les deux distances, quoique satisfaisant l'inégalité exigée, sont du même ordre de grandeur, les conclusions précédentes sont de ce fait un peu douteuses et une vérification expérimentale s'impose. Le temps d'interaction s'exprime par le rapport du rayon d'interaction et de la vitesse du π incident, ceci conduit à $3\ 10^{-24}$ sec, à comparer à la période du deutérium $\tau = \hbar/\epsilon = 2\omega^{-1} \sim 2\omega$ sec, E étant l'énergie de liaison du deuton. L'inégalité est ici très bien vérifiée.

On peut douter de la validité du calcul précédent dans le cas où il y a production de pions de faible impulsion qui peuvent alors interagir avec le nucléon spectateur. De même si le transfert au nucléon d'interaction est suffisamment faible, celui-ci peut interagir à nouveau avec le nucléon spectateur. Il est donc important de pratiquer des tests vérifiant l'hypothèse de l'interaction sur nucléon.

Ces tests consistent à s'assurer que le nucléon spectateur admet bien la distribution en impulsion prévue par $|\Phi(\rho)|^2 \rho^2 d\rho\, d\Omega$, fonction que l'on connait pour les impulsions suffisamment faibles (3).

On peut comparer la distribution expérimentale avec la distribution prévue. Pour les grandes impulsions, supérieures à 300 ou 400 Mev, le comportement de la fonction d'onde est mal connu, l'hypothèse d'interaction sur un seul nucléon est plus difficile à justifier (ces événements correspondent à des deutons pour lesquels la distance

internucléonique est faible), on peut cependant vérifier si oui ou non il y a isotropie de l'impulsion du nucléon spectateur dans le système du laboratoire.

B/ Interactions sur le Neutron

Supposons, pour l'instant, que les interactions consistent uniquement en deux classes : celles qui s'effectuent sur proton, avec neutron spectateur et celles qui s'effectuent sur neutron, avec proton spectateur. La première classe est peu intéressante à étudier, car elle peut être obtenue avec une cible d'hydrogène et connue de manière plus approfondie et avec une meilleure précision, puisque dans ce cas il n'y a pas de neutron spectateur invisible, qui limite l'étude aux interactions où aucune particule neutre n'est produite. La seconde classe peut se décomposer, dans la mesure où l'on néglige les états finals où le baryon n'est pas un nucléon, en interaction sans et avec échange de charge entre le pion incident et le neutron. Dans le premier cas le baryon final est encore un neutron, invisible qui limite l'étude des interactions à celles où aucun boson neutre n'est produit. Ce type d'interactions peut d'ailleurs être étudié beaucoup plus commodément dans l'hydrogène si l'on admet l'invariance par symétrie de charge : l'interaction π^- proton, dans ce dernier cas le proton est visible dans la chambre à hydrogène. L'autre groupe est celui des interactions avec échange de charge où le neutron devient proton, le système bosonique étant alors globalement neutre. Ce système est plus difficile à étudier par le moyen π^- proton car le nucléon final est alors un neutron.

En résumé, la chose la plus intéressante à étudier au moyen du deuterium, à supposer que l'on se limite aux interactions sur les nucléons isolés, est celle où l'interaction s'effectue sur le neutron et où le baryon final est un proton (échange de charge). Le système bosonique dans l'état final est alors globalement neutre pour un π^+ incident.

La structure de ce type d'interactions est la suivante:

$$\pi^+ n(P) \rightarrow (P)\, P\, B \qquad I$$

où (P) est le proton spectateur et B le système bosonique, globalement neutre

Notons que la réaction précédente, si l'on ne fait aucune hypothèse sur la nature de l'interaction π-deuton peut s'écrire:

$$\pi^+ d \rightarrow P P B$$

Les caractéristiques précédemment établies sur B restent valables. Il semble donc que l'hypothèse de l'interaction sur nucléon soit superflue pour l'étude du système B, au moins en ce qui concerne sa distribution de masses. Cependant toute étude impliquant une connaissance du processus de production: espaces des phases, angles de productions, distributions angulaires de désintégration, comparaison avec les productions sur l'hydrogène, necessite l'hypothèse d'interaction sur nucléon isolé. Nous continuons donc à la supposer vérifiée, quitte à indiquer en quels cas elle n'est pas indispensable.

Le critère de choix des interactions sur neutrons apparait clairement d'après la réaction I, il faut étudier les états finals possédant deux protons et s'assurer, par des moyens statistiques, que l'un des protons est spectateur.

Nous avons donc défini les critères suivants lors du dépouillement des photographies. Ont été gardés comme candidats les événements:

- à nombre pair de branches avec un proton reconnu par ionisation sur la table de dépouillement ($P < 900$ Mev/c) et un candidat proton, à identifier le cas échéant à l'aide d'une mesure de gaps ($P < 1{,}3$ Gev/c)

- à nombre impair de branches avec un candidat proton d'impulsion inférieure à 1,3 Gev/c. Ce lot d'événements est tel que le proton spectateur est trop court pour pouvoir être observé ($P < 80$ Mev/c) il constitue environ les 2/3 du lot total des événements retenus, ce qui est en accord avec la proportion calculée d'après la fonction d'onde du deuton.

Les limites 900 Mev/c et 1,3 Gev/c ont été déterminées ainsi: 900 Mev est la limite de détection non ambiguë d'un proton sur la table de dépouillement et l'on s'attend à cause de l'hypothèse d'interaction sur neutron, à ce que peu d'événements montrent deux protons ayant l'un et l'autre des impulsions supérieures à 900 Mev. 1,3 Gev/c est la limite de détection des protons à l'aide de mesures de gaps.

Les pertes causées par ces coupures peuvent être évaluées par extrapolation des distributions en impulsion des nucléons respectivement les plus rapides et les plus lents (fig 1 et 2). Ces pertes varient peu avec le type d'interaction et sont de l'ordre de 5%. Elles n'affectent que les interactions à grand transfert au système bosonique et ne perturbent par conséquent que de manière négligeable les résultats concernant les systèmes produits de manière périphérique.

Nous avons jusqu'à présent admis qu'un nucléon interagit et l'autre est spectateur. Ceci suppose que l'on puisse pour chaque événement déterminer lequel des nucléons est spectateur. En général ce dernier a une impulsion plus faible que le nucléon d'interaction, le transfert à celui-ci étant, sauf pour les interactions élastiques, limité inférieurement par la masse produite.

La détermination est non ambigue pour les événements à nombre impair de branches où le nucléon spectateur possède une impulsion inférieure à 80 Mev/c. Il existe, dans les événements où les deux protons sont vus, des cas où deux nucléons ont des impulsions du même ordre de grandeur (Fig. 3). Nous avons alors systèmatiquement fait l'hypothèse que le plus lent est spectateur.

La figure 4 est un diagramme sur lequel sont portés les points figuratifs des extrémités des vecteurs impulsion, dans le système du laboratoire, du nucléon présumé spectateur. L'axe des abscisses correspond à la direction du π incident, les vecteurs ont été amenés sur le plan de figure par des rotations autour de cet axe. On voit que l'isotropie, prévue par le modèle du § A, est vérifiée pour les nucléons d'impulsion inférieure à 300 Mev, d'autre part la distribution des grandeurs de ces impulsions présentée sur la figure 5 est en accord avec la distribution prévue (courbe) pour les protons définis par la même coupure. Dans certains cas nous avons préféré ne pas utiliser les événements où le proton spectateur a une impulsion supérieure à 300 Mev car la comparaison avec les interactions sur hydrogène devient problématique pour ces derniers événements.

CHAPITRE II

Séparation des Evénements en Différentes Classes

Les événements du type :

$\pi^+ d \rightarrow PP\,E$ ayant été retenus au dépouillement, les classes d'états finals suivants ont été séparées à l'aide de la filière de programmes Thresh-Grind :

$P\,P\,X^\circ$

$P\,P\,\pi^+\pi^-$

$P\,P\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^\circ$

$P\,P\,\pi^+\,\pi^-\,X^\circ$

$P\,P\,\pi^+\pi^+\,\pi^-\pi^-$

$P\,P\,\pi^+\pi^+\,\pi^-\pi^-\pi^\circ$

$P\,P\,\pi^+\pi^+\,\pi^-\pi^-\,X^\circ$

X° représente un système de bosons neutres.

Un certain nombre d'événements avec particules étranges ($K\bar{K}$) ont été observés, mais à cause de la faible statistique n'ont pu être étudiés avec profit. Examinons en détail comment s'est effectuée la séparation en ce qui concerne les 2, 3 et 4 branches qui seuls nous occuperons par la suite.

A/ Evénement à 2 Branches

L'exigence de la reconnaissance des protons dès le dépouillement élimine toute ambiguité sur la constitution de cette classe. Les événements 1 branche, c'est à dire avec le moment du proton spectateur inférieur à 80 Mev/c, n'ont pu être inclus puisque le nombre d'informations est insuffisant pour déterminer les caractéristiques du système X°. Pour connaître la section efficace de ce processus, il faut évaluer la proportion d'événements à nucléons spectateurs invisibles, ceci ne peut être fait que par un comptage des événements 1 branche/1 proton, la détection de ce type d'événements étant difficile lorsque le proton est émis à angle faible vers l'avant. On peut soit admettre que la proportion 1 branche/ 2 branches est la même que la proportion 3 branches/4 branches, soit admettre la connaissance de la fonction d'onde du deuton. Les deux méthodes conduisent à un rapport de 67 %

B/ Evénements à 3 et 4 Branches

Les événements du type (p) $p\pi^+\pi^-$ où un proton n'est pas vu ont été traités avec l'hypothèse d'un proton manquant, sans assigner de limite supérieure à la valeur de l'impulsion de ce nucléon. Il n'a pas été possible de tenir compte de la contrainte imposée par la condition $P \leq 80$ Mev/c lors de l'ajustement des paramètres cinématiques par le programme Grind. En effet la version du Grind utilisée traite les erreurs suivant une loi gaussienne pour le paramètre 1/P, ce qui est justifié pour les impulsions calculées à partir de la mesure de la courbure.

Pour le proton spectateur il aurait fallu attribuer une valeur correspondant à la valeur la plus probable de la distribution $|\Phi(p)|^2 d^3p$ et une erreur caractérisant la dispersion autour de cette valeur. Le traitement en 1/P rend impossible l'obtention d'une telle contrainte, l'erreur à inclure devenant très dissymétrique pour ce nouveau paramètre.

Cette procédure comporte deux inconvénients : une reconstitution cinématique moins correcte, une pollution par des événements appartenant à d'autres types. Pour réduire cette pollution nous avons pratiqué deux coupures sur le lot de 3 branches dont le Grind permet l'hypothèse $PP\pi^+\pi^-$
La première coupure concerne le moment du proton spectateur calculé : il ne peut être arbitrairement grand puisqu'on le sait inférieur à 80 Mev/c. Cependant un déplacement systématique étant possible, nous avons déterminé une impulsion maximum en recalculant des événements 4 branches, où le proton spectateur avait une impulsion comprise entre 80 et 120 Mev/c, en supprimant la mesure de ce proton La distribution obtenue est plus étalée et sa valeur moyenne déplacée vers les grandes valeurs de l'impulsion, ceci a conduit à une coupure à l'impulsion 190 Mev/c. L'étalement est conforme à la dispersion attendue d'une telle reconstruction. Cette coupure laisse une possibilité de contamination résiduelle provenant d'un ou plusieurs π^o de faible impulsion ($P < 190$ Mev/c).

Pour évaluer cette contamination et fournir une coupure supplémentaire qui tienne compte de la distribution réelle du proton spectateur, nous avons calculé pour chaque événement la quantité $A = (MM^2_{pp} - M^2_{\pi^+\pi^-})/\sqrt{\sigma^2_{pp} + \sigma^2_{\pi^+\pi^-}}$ où

MM^2_{pp} est le carré de la masse manquante aux deux protons

$M^2_{\pi^+\pi^-}$ est le carré de la masse effective $\pi^+\pi^-$

σ_{pp} est l'écart sur MM^2_{pp}, l'erreur sur l'impulsion

du proton visible étant prise égale à celle donnée par le programme de géométrie Thresh, celle sur l'impulsion du proton spectateur invisible calculée à partir de la distribution $|\Phi(p)|^2 d^3\vec{P}$ où $\vec{P}$ est l'impulsion du proton. La fonction d'onde utilisée pour l'évaluation de $\Phi(p)$ est de type Hultèn (3), la quantité A doit fournir une distribution gaussienne centrée et réduite pour les événements effectivement de type $pp\pi^+\pi^-$, l'existence d'un π^o doit augmenter la masse manquante aux deux protons et par conséquent favoriser les valeurs positives de A; et ceci d'autant plus que la composante vers l'avant du π^o est faible, les deux types de coupure sont à cet égard complémentaires. L'asymétrie de la distribution de A donne donc une mesure de la contamination du lot par des événements à π^o bosons neutres. La figure 6 montre cette distribution, les événements hachurés correspondent à ceux éliminés par la coupure en impulsion précédemment décrite. On peut donner une estimation de ~4% de contamination en événements avec au moins un π^o.

Les événements à 4 branches $pp\pi^+\pi^-$ présentent moins de difficultés que les précédents, le Grind utilisant une procédure d'ajustement des paramètres à 4 contraintes pour les événements sans particule neutre produite. Il se trouve un certain nombre de cas où le Grind autorise aussi bien la présence que l'abscence d'un π^o. Le choix a été le suivant : lorsque la probabilité de χ^2 pour les événements à 4 contraintes était supérieure au 1/5ème de la probabilité de χ^2 pour les événements à 1 contrainte ($1\pi^o$) la première solution a été retenue. Le lot des 4 contraintes peut être considéré exempt de contamination appréciable en événements avec au moins un π^o. On peut le vérifier en portant les points représentatifs dans le diagramme M^2, E où M^2 est le carré de la masse manquante et E l'énergie manquante au système $pp\pi^+\pi^-$. L'ensemble

doit être groupé autour de l'origine puisque les deux quantités M et E sont nulles pour un événement mesuré avec une précision infinie. La distribution en M^2 doit être déportée vers les valeurs négatives car M^2 est défini par la relation $M^2 = E^2 - P^2$, où P^2 est le carré de l'impulsion manquante (quantité positive ou nulle) ce qui peut s'écrire $P^2 = E^2 - M^2$ donc $E^2 - M^2$ est toujours positif ou nul et au voisinage de E=0 M^2 est négatif ou nul, la figure 7 montre cette distribution. La contamination en événements à $1\pi^0$ manquant se manifeste par une accumulation au voisinage de $M^2 = 0,02$ et comme $E^2 = P^2 + M^2$ la valeur de E correspondante doit être supérieure à M. On voit que cette contamination est inexistante.

Le même test peut être effectué avec les événements ayant satisfait au schéma $PP\pi^+\pi^-\pi^0$ et pas à $PP\pi^+\pi^-$, il permet d'évaluer la contamination en événements de ce dernier type. La figure 8 présente le diagramme correspondant: la contamination est négligeable .La séparation entre événements compatibles avec un π^0 et avec plus de un π^0 est moins sûre à partir du Grind. Le nombre de contraintes étant respectivement 1 et 0, la contamination des événements à plus de $1\pi^0$ dans le lot des événements du type $PP\pi^+\pi^-\pi^0$ peut être estimée assez faible puisque le π^0 est la masse la plus petite qui puisse être produite par interactions fortes. Une estimation peut être fournie par la distribution du carré de la masse manquante au système $PP\pi^+\pi^-$ qui doit être centrée sur le carré de la masse du π^0 (fig 9) elle montre une contamination négligeable(une contamination apparaitrait par une dissymétrie favorisant les valeurs positives du diagramme).

Le test complèmentaire peut être effectué en traçant la distribution de la même quantité pour les événements incompatibles avec 0 ou 1 π^0. Une accumulation de événements au voisinage de la masse du π^0 indique que, ces événements n'étant astreints qu'à fournir une masse manquante

égale à celle du π^o lors de l'ajustement des paramètres par Grind, on doit admettre que ces erreurs de classement proviennent d'imperfections du Grind utilisé. (Fig 9b)

En conclusion à ce chapitre récapitulons les classes d'événements que nous avons séparées.

$pp\pi^+\pi^-$	228 événements	4 branches
	411 " "	3 " " (sans coupures)
$pp\pi^+\pi^-\pi^o$	299 événements	4 branches
$pp\pi^+\pi^- x^o$	304 " "	" " "

CHAPITRE III

Détermination de l'Efficacité de Dépouillement

Evaluation des Sections Efficaces

-:-

Avant d'étudier en détail les différentes classes précédemment isolées, il convient de s'assurer de l'efficacité du dépouillement, de l'existence ou de l'inexistence de biais possibles, et de déterminer les sections efficaces relatives à chaque processus.

La détermination de l'efficacité du dépouillement s'effectue par la comparaison des résultats de deux dépouillements du même lot de photographies. Il suffit d'effectuer ce double dépouillement sur un lot partiel. L'efficacité peut être déterminée pour chaque classe d'événements, ce qui permet ainsi de mettre en évidence des biais et d'effectuer les corrections séparément pour chaque lot.

Nous admettrons, faute de pouvoir faire une hypothèse plus précise, que la probabilité de détection d'un événement, lors du dépouillement, ne dépend que de son type, et est indépendante des conditions de production dans la chambre.

L'efficacité se définit alors ainsi : soit N 1 le nombre d'événements d'un type déterminé trouvés lors du premier dépouillement, N 2 le nombre trouvé lors du deuxième, N le nombre d'événements communs aux deux.

La probabilité de trouver un événement quelconque au premier dépouillement est N1/M où M est le nombre réel d'événements; la probabilité de le trouver aussi au deuxième dépouillement est N1/M X N2/M; or cette probabilité est N/M, d'où M= N1N2/N. L'efficacité est donc N1/M= N/N2; l'hypothèse de l'alinéa précédent est nécessaire pour s'assurer que M représente bien le nombre total d'événements de type déterminé produits.

L'efficacité de dépouillement a été déterminée indépendamment pour les événements de l'Ecole Polytechnique et ceux du CERN, les conditions d'analyse ayant été un peu différentes. Nous ne présentons ici en détail que les résultats concernant l'Ecole Polytechnique, les résultats du CERN sont intégrés aux chiffres finaux.

Nous n'avons évalué cette efficacité que pour les classes d'événements suivantes, où la comparaison a été faite sur $\sim$ 5000 photographies :

Type	Nombre d'événements trouvés au 1er dépouillement	nombre total évalué	Efficacité
2 Br-2 protons	307	324	95%
3 Br-1 proton	340	366	93%
4 Br-2 protons	329	364	91%

D'autre part, l'évaluation de l'efficacité de dépouillement en ce qui concerne la totalité des interactions observées conduit à une efficacité de l'ordre de 95%.

Ces chiffres permettent d'évaluer les sections efficaces pour chaque type d'événements, si l'on connait la section efficace totale d'interaction π^+-deutérium à cette énergie. Cette section efficace totale a été mesurée par des

techniques de compteurs (5). Nous avons fait une détermination indépendante à partir de la connaissance de la longueur totale parcourue par les π^+ dans la zone fiduciaire de la chambre, et du nombre d'interactions observées.

La longueur moyenne parcourue par une trace dans la chambre est l = 30,7 cm

Le nombre moyen de traces par photographie est n = 13,9

Le nombre d'interactions repérées est de : 30 500, auxquelles il faut ajouter 5% de pertes, ce qui fait un nombre effectif d'interactions N_b = 32 000

Ceci fournit 32 000 interactions pour 1.49 10 cm de parcours.

La section efficace s'obtient par la relation :

$$\sigma_{tot} = \frac{N_b}{L} \cdot \frac{1}{N_d}$$

où Nd est le nombre de noyaux de deutérium par cm^3. La densité du deutérium étant 0,135 ± 0,007 dans l'expérience présente

$$N_d = 0,135 \times \frac{A}{A_d}$$

où A est le nombre d'Avogadro : $6,025\ 10^{23}$/mole

Ad est la masse atomique du deutérium : 2,0147

On obtient $N_d = 0,396\ 10^{23}$

et $\sigma_{tot} = 53\ 10^{-27}$ cm = 53 ± 3 mb

L'erreur sur la section efficace provient principalement de l'imprécision sur la densité du deutérium.

Les résultats obtenus au CERN sont tout à fait compatibles avec les nôtres, ce groupe obtient un rapport Nb/L de $2.76\ 10^{-3}$ à comparer à $2.75\ 10^{-3}$ à l'Ecole Polytechnique. Une extrapolation des mesures de section efficace totale effectuée par les compteurs (5) fournit la valeur 51,45 ± 0,05 mb compatible avec la valeur trouvée par nous et beaucoup plus précise, nous la gardons donc pour la détermination des sections efficaces partielles.

Ayant déterminé la proportion d'événements retenus pour l'analyse dans chaque catégorie, il faut tenir compte des événements perdus entre le dépouillement et les résultats de l'analyse cinématique soit parcequ'ils ont échappé aux mesures, soit parceque leur configuration rend leur mesure trop difficile.

Cette perte a été trouvée égale à 17% pour les quatre branches et 13% pour les trois branches. Les quantités intéressantes à retenir pour l'estimation des sections efficaces des différents processus sont les sections efficaces par événement présent sur les histogrammes étudiés.

La section efficace réelle par événement est:

5I,45/32000= 1,61 μb

La section efficace par événement pour les différentes catégories est:

$$1{,}61 \times \frac{\text{Nombre des événements réellement produits}}{\text{Nombre des événements sur histogramme}}$$

Les nombres des événements produits, dans les différentes catégories, et la section efficace par événement, sont donc :

		EVTS	μb/EVT		EVTS	μb/EVT
$pp\pi^+\pi^-$	4 Br	275	I,95	3 Br	333,5	I,8
$pp\pi^+\pi^-\pi^o$	4 Br	26I	I,95			
$pp\pi^+\pi^- X^o$	4 Br	367	I,95			

Les résultats reportés ici ne concernent que les événements étudiés à l'Ecole Polytechnique; les études ultérieures ont été effectuées sur les deux lots réunis. Il importe donc d'avoir les sections efficaces par événement correspondantes, ceci par moyenne pondérée de celles trouvées par les deux groupes pour chaque type d'événements. D'autre part les 3 événements 3 branches et 4 branches sans π^0 sont aussi réunis puisqu'ils correspondent à des interactions de même type.

Nous obtenons ainsi, 1,02 μb/evt, valeur moyenne calculée pour tous les types d'événements.

Les événements $pp\pi^+\pi^-\pi^0$ et $pp\,x^0_{non\,n}$ tels que les deux protons sont observés, la section efficace par événement est plus élevée, elle a été évaluée à 2,15 μb/evt.

DEUXIEME PARTIE

CHAPITRE I : LA REACTION $\pi^+ d \rightarrow pp X^0$

CHAPITRE II : LA REACTION $\pi^+ d \rightarrow pp \pi^+ \pi^-$

CHAPITRE III : ETUDE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE DESINTEGRATION DU F°(T) DU ρ^0, SPIN ISOTOPIQUE ET SPIN DU F°.

CHAPITRE I

1/ La Réaction $\pi^+ d \rightarrow pp X^\circ$

La distribution du carré des masses X° est présentée sur la figure 10. Le carré de la masse a été choisi parceque la distribution des erreurs sur cette quantité est peu dépendante de la valeur de la masse. Ceci est particulièrement important pour la structure au voisinage du π°. Nous ne nous étendrons pas sur cette structure qui est interprétée comme une réaction d'échange de charge $\pi^+ n(p) \rightarrow p(p) \pi^\circ$ et qui est étudiée ailleurs (6).

L'autre structure importante de cet histogramme est une bosse au voisinage de la masse 1250 Mev. Il convient, avant de pouvoir en donner les caractéristiques, de comparer la distribution obtenue avec celle prévue par les espaces des phases possibles. Les courbes I et II de la figure 10 représentent les formes des espaces des phases pour la production respectivement de $2\pi^\circ$ et $3\pi^\circ$; aucun des deux ne rend compte de la structure observée.

Les espaces des phases sont différents de ceux obtenus sur nucléon à cause du mouvement du neutron et ont été calculés ainsi:

L'approximation du nucléon libre étant supposée vérifiée, à toute valeur $\vec{P}$ de l'impulsion du neutron correspond une énergie déterminée du système π^--neutron. On peut alors déterminer les espaces des phases respectifs pour les systèmes $2\pi^0$ et $3\pi^0$ à cette énergie du système π^--neutron. Soit $\varphi(E_{\pi n}, M)\,dM$ cette distribution, M est la masse effective du système $2\pi^0$ ou $3\pi^0$, $\vec{P}$ est l'impulsion du neutron cible, l'espace des phases qui tient compte du moment du nucléon cible est alors :

$$dM \int |\Phi(\vec{P})|^2 \varphi(E_{\pi n}, M)\, \delta\left(E_{\pi n} - \sqrt{(E_\pi + \sqrt{P^2 + m_n^2})^2 - (\vec{P}_\pi + \vec{P})^2}\right) dE_{\pi n}\, d^3\vec{P}$$

où $|\Phi(\vec{P})|^2$ est la probabilité que le neutron ait une impulsion $\vec{P}$ avant l'interaction.

Ayant reconnu que la structure étudiée n'est pas produite par voie d'espaces des phases, on peut essayer d'utiliser ceux-ci pour déterminer un fond, malheureusement il parait difficile de trouver une zone de l'histogramme permettant de normaliser les courbes de la figure 10 car les basses valeurs de la masse X° ne présentent pas de domaine où la variation est susceptible d'être prise en compte par les espaces des phases calculés et la distribution aux grandes valeurs des masses est certainement due, en proportion appréciable, aux interactions avec production de plus de 3

Une manière d'estimer le fond consiste à le prendre égal à la hauteur de l'histogramme pour les intervalles de part et d'autre de la bosse. Ceci conduit à une section efficace de 115 ± 20 µb et une largeur totale de l'ordre de 180 Mev, l'erreur sur la section efficace étant d'origine statistique et ne tenant pas compte de l'incertitude que l'on a sur l'évaluation du fond.

Il reste à identifier cette bosse avec une résonance : ce peut être la désintégration d'un système ou

d'un mélange de systèmes déjà connus ou encore une évidence pour une nouvelle structure. Trois résonances sont déjà connues par leur mode de désintégration en particules chargées au voisinage de la masse I250 Mev, ce sont le f°, le B et le A (7).

Le A a été observé dans le mode $\rho\pi$. Si c' est son seul mode de désintégration, il ne peut donner $2\pi^0$ par interactions fortes en un système totalement neutre, car le ρ^0 ne peut donner $2\ \pi^0$ par interactions fortes, ceci à cause de la conservation du spin isotopique (d'ailleurs si le A possède un isospin égal à 1, sa désintégration en $2\pi^0$ est elle aussi interdite).

D'autres modes de désintégration du A ont été observés: $K\bar{K}$ et $\eta\pi$. Ils représentent chacun à peu près 5% du total. L'explication de la bosse étudiée par ces modes impliquerait une désintégration du A en $\rho^+\pi^0$ et $\rho^0\pi^+$ avec une section efficace de l'ordre de 2 mb, observable dans les événements du type $PP\pi^+\pi^-\pi^0$. Nous verrons que l'observation est incompatible avec une telle prédiction. Enfin le A semble être séparé en deux structures: le A1 à 1,07 Gev/c et le A2 à 1,32 Gev/c. La bosse ici observée se situe entre les deux. Pour ces différentes raisons nous supposons qu'il ne s'agit pas ici d'un mode de désintégration du A.

Le B^0 ne peut se désintégrer, par interaction forte en un nombre quelconque de π^0, en effet le B de masse I220 Mev, observé dans le système $\omega\pi$ (8) a une parité de spin isotopique G= 1 et un nombre quantique de conjugaison de charge C= -1, or un système de π^0 est tel que G= C. Le B^0 peut cependant contribuer au pic par le mode de désintégration électromagnétique du $B^0 \rightarrow \omega^0 + \pi^0$, $\omega^0 \hookrightarrow \pi^0 + \gamma$. Celui-ci se produit dans le rapport 1/5 relativement au mode $\pi^+\pi^-\pi^0$ de désintégration du ω^0

La désintégration $B^0 \to \omega^0 + \pi^0$ devrait être observée dans les événements du type $\pi^+ d \to p p \pi^+ \pi^- X^0$ où X^0 est l'ensemble des systèmes neutres à plus de $1\pi^0$, avec une section efficace de l'ordre de 600 µb. Aucune structure n'apparait à 1250 Mev dans le système $\pi^+\pi^- X^0$ et l'évaluation de la hauteur du fond à cette masse conduit à une limite supérieure de 80 µb pour la section efficace. Nous excluons donc que le B^0 soit responsable de la bosse étudiée.

Si nous éliminons l'hypothèse de la présence d'une résonance encore inconnue, nous sommes en droit de supposer que la majorité des événements, au dessus du fond, au voisinage de la masse 1250 Mev est due à la désintégration en mode neutre du f°.

B/ Détermination du spin isotopique du f°

Anticipons sur la suite en utilisant la section efficace de désintégration du f° en $\pi^+\pi^-$ obtenue par l'analyse des événements $\pi^+ d \to p p \pi^+ \pi^-$, cette valeur a été trouvée égale à 180 ± 13 µb ceci conduit à un rapport

$$\alpha = \frac{\sigma(f^0 \to \pi^0\pi^0)}{\sigma(f^0 \to \pi^+\pi^-)} = 0{,}64 \pm 0{,}1$$

Ceci peut être comparé aux rapports prévus pour les différents spins isotopiques possibles du f°

I = 0	$\alpha = 1/2$
I = 1	$\alpha = 0$
I = 2	$\alpha = 2$

Si l'on suppose que dans le domaine des masses 1250 Mev n'apparait qu'une résonance et nous verrons

lors de l'étude de la désintégration en $\pi^+\pi^-$ que l'on peut en douter, nous déduisons que le spin isotopique est compatible avec I= 0 et incompatible avec I= 1 et I= 2. Ce résultat confirme avec une meilleure statistique les observations déjà publiées (9).

CHAPITRE II

La Réaction $\pi^+ d \rightarrow pp\pi^+\pi^-$

-:-

La figure 11 montre la distribution de la masse effective $\pi^+\pi^-$. Trois structures apparaissent, le ρ° aux environs de 770 Mev, le f° aux environs de 1250 Mev et une bosse plus petite au voisinage de 1,67 Gev/c. Avant d'étudier chacune de ces structures, il convient d'estimer l'importance de la production de N^*, l'influence du deutérium et de tenter la définition d'un espace des phases qui permette d'évaluer le fond pour la détermination des sections efficaces propres à chaque structure.

A/ Production de N^*

On peut s'attendre à une production de $N^*(\pi^- p)$ beaucoup plus importante que celle de $N^*(\pi^+ p)$. En effet si l'on suppose une interaction de type périphérique, la seconde combinaison postule un échange d'une charge 2 entre les deux vertex. Les figures 12 et 13 montrent les distributions $\pi^+ p_R$ et $\pi^- p_R$ où PR représente le proton le plus rapide, ou proton d'interaction. Ces distributions sont en accord qualitatif avec les considérations précédentes, puisque la masse effective $PR\pi^-$ présente une accumulation beaucoup

plus marquée que la masse $PR\pi^+$ aux environs du $N^*3/2$ à I238 Mev.

Cependant l'accumulation en masse $PR\pi^-$ aux environs du $N^*3/2$ trouve son image dans une accumulation aux hautes valeurs de masses dans le système $PR\pi^+$, où l'on ne s'attend pas à trouver de résonance. D'autre part la majorité des événements se trouve concentrée dans ces accumulations et l'élimination des événements compatibles avec $N^*(P_R\pi^-)$ affecte l'histogramme de la masse $\pi^+\pi^-$ de manière approximativement proportionnelle à la hauteur de cet histogramme dans chaque intervalle (Fig 14 partie hachurée). Ceci est en contradiction avec ce que l'on peut attendre de la distribution des masses $\pi^+\pi^-$ prévue pour une production $\pi^+ d \to P_L N^{*}\pi^+$, $N^* \hookrightarrow P_R\pi^-$ (Fig 14 courbe).

Un autre indice de la faible production de N^* dans la région du ρ^0 et du f^0 est que l'asymétrie dans la désintégration de ces systèmes est fortement modifiée par l'élimination des événements de la zone du N^*, favorisant la production de π^+ vers l'avant; or comme nous le verrons aux chapitres suivants, l'asymétrie est compatible pour le ρ^0 avec les valeurs déjà obtenues et nulle pour le f^0 lorsque l'on n'effectue pas de coupure en N^*. Enfin une coupure en transfert au π^+ ne fait pas mieux ressortir les stuctures supposées dues au N^* (fig 13 Partie hachurée)

Nous sommes donc conduits à interpréter l'accumulation de la distribution de masses du système $PR\pi^-$ comme une conséquence de contraintes cinématiques sur d'autres variables (par exemple le transfert au π^+, ou asymétries dans la désintégration du système $\pi^+\pi^-$).

B/ Influence du Deutérium

Outre l'anisotropie observée pour les événements à nucléons spectateurs d'impulsion supérieure à 300 Mev/c, dont on peut facilement se débarasser par coupure,

la présence d'un autre nucléon que le nucléon d'interaction peut se manifester par une interaction des particules émises avec une impulsion faible dans le système du laboratoire (cf I^ère partie). C'est fréquemment le cas pour le π^- qui peut interagir avec le proton, cette interaction favorise la formation d'un N^* (π^- PL) où PL est le proton lent ou spectateur. Les figures 15 et 16 montrent les distributions des masses π^+PL et π^-PL. Les distributions sont très semblables à celles obtenues à partir de PR. Cependant le pic du N^* (1238) semble mieux ressortir de même qu'une structure entre 1400 et 1700 Mev qui pourrait être due à une production de $N^*1/2$ (1480) ou de $N^*1/2$ (1518) (10, 11) qui n'ont pas jusqu'à présent été observées dans les expériences de chambres à bulles. Cependant le deutérium présente une situation nouvelle qui explique peut-être l'existence de telles productions. Ici encore la production au dessus d'un fond important rend impossible une coupure qui permette d'éliminer ces N^* de la distribution des masses $\pi^+\pi^-$.

On pourrait être tenté d'isoler ces N^* en remarquant qu'ils sont produits à transferts de moment extrèmement faibles (10) cependant le transfert est inaccessible à la mesure car le système initial, nucléon spectateur et π^- n'est pas connu. Remarquons cependant que cette interaction π^- PL, ne provoque pas de déviation appréciable à l'isotropie du nucléon spectateur ou à la distribution de Hultèn.

C/ Définition d'un espace des phases

La définition d'un espace des phases pour les interactions sur nucléon isolé a été décrite au chapitre précédent. La distribution obtenue pour la masse $\pi^+\pi^-$ est tracée sur la figure 17 (courbe I); elle est très impropre à décrire la distribution expérimentale aux grandes valeurs

des masses $\pi^+\pi^-$, or c'est le seul domaine qui ne présente pas de structure particulière. Le défaut d'événements à grandes masses $\pi^+\pi^-$ par rapport à la prédiction de l'espace des phases peut être expliqué par le caractère périphèrique de l'interaction, lequel implique une distribution du nombre d'événements décroissant rapidement avec une augmentation de la valeur absolue du transfert au système .

Cependant aux hautes valeurs des masses $\pi^+\pi^-$ les deux pions ont des comportements très différent, le π^+ étant toujours émis vers l'avant, en contradiction avec le modèle d'espace des phases. On peut donc au plus espérer que l'espace des phases pondéré par la distribution observée du transfert au système $\pi^+\pi^-$ décrit correctement le fond dans la région des structures. Le principe du calcul d'un tel espace des phases est décrit dans l'appendice 1 et le résultat représenté par la courbe II de la figure 17.

Nous aurons deux moyens d'utiliser cette distribution dans l'évaluation des sections efficaces:
- soit de lui donner une intensité "raisonnable" fondée principalement sur le comportement de la distribution expérimentale des masses inférieures à la bosse du ρ°, sur la valeur du minimum entre le f° et le ρ° et sur la hauteur de l'histogramme entre le f° et la structure à 1,67 Gev/c .
- soit d'utiliser cette normalisation comme paramètre lors d'un ajustemnt des paramètres des différentes structures par la méthode des moindres carrés.

D/ Analyse de la distribution de masses

Nous avons cherché à rendre compte de la distribution observée de la masse $\pi^+\pi^-$ à l'aide de l'introduction d'abord de deux courbes de Breit et Wigner pour tenir compte des structures ρ° et f° et en introduisant l'espace des phases précédemment défini. Nous avons substitué à la

courbe de Breit et Wigner décrivant la désintégration du ρ^o une courbe de la forme :

$$\frac{d\sigma}{dM} = K \times M_o^2 \Gamma^2(M) / \left((M-M_o)^2 + M_o^2 \Gamma^2(M) \right) \quad (1)$$

où M est la masse de la résonance, l son spin, q l'impulsion d'un π dans le système $\pi\pi$ de masse M, $\Gamma(M)$ est une largeur variable dépendant de la masse M et liée à la largeur Γ_o par une relation de la forme $\Gamma(M) = \Gamma_o (q/q_o)^{2l+1}$, ce dernier terme tient compte approximativement de la barrière centrifuge lors de la désintégration de la résonance dans l'onde l (12) Cette forme de distribution conduit à une concordance beaucoup moins bonne avec la distribution expérimentale que lorsque la simple courbe de Breit et Wigner est utilisée, nous avons donc gardé cette dernière forme de courbe pour décrire les structures.

Nous avons ensuite introduit une nouvelle courbe de Breit et Wigner pour tenir compte de la bosse à 1,67 Gev/c^2 . Les paramètres de ces différentes courbes ont été déterminés par une méthode des moindres carrés, les caractéristiques, largeur, position et intensité des résonances ainsi que l'intensité du fond décrit par l'espace des phases ont été laissés libres. Il a seulement été exigé une normalisation globale.

Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau suivant :

La colonne 1 correspond à l'hypothèse ρ^o, f^o, espace des phases Breit et Wigner

" " 2 " " " " " ρ^o, f^o, 1,67, espace des phases- Breit et Wigner

" " 3 " " " " " ρ^o, f^o, 1,67, espace des phases-courbe (1) pour le ρ^o.

Espace des phases	%	49	42	37
ρ^0	M (Mev)	780 ± 5	780 ± 5	768 ± 4
	Γ (Mev)	I52 ± I2	I62 ± I2	II4 ± 8
	%	34,8± I,6	36,8± I,6	50 ± 4
ρ^0	M (Mev)	I290 ± I2	I287 ± I2	I287 ± I6
	Γ (Mev)	I83 ± 40	I82 ± 20	I38 ± 20
	%	I,5± I,6	I6 ± I,6	11 ± 2
"I,67"	M (Mev)		I699 ± 20	I693 ± I2
	Γ (Mev)		I69 ± 60	4I ± 43
	%		5 ± I,2	I,8± 0,8
χ^2		79	69	I06
Nb. Degrés de libertés		48	45	45
Pr		0,0024	0,0I	0

l'histogramme des masses $\pi^+\pi^-$ ainsi que les différentes courbes sont reportés sur la figure 18. Le degré de confiance statistique que l'on peut avoir sur un tel ajustement (1%) est faible et montre que les hypothèses effectuées sur le nombre et la forme des courbes introduites pour décrire la distribution ne rendent compte qu'assez mal de la réalité. Cependant, à défaut d'hypothèses meilleures à notre disposition nous prendrons pour base dans les analyses ultérieures les chiffres fournis par le tableau précédent, quitte à jeter un doute sur la validité de telle ou telle conclusion dépendant de ces chiffres.

E/ Etude de la bosse à 1,67 Gev/c

La prise en considération de cette bosse pour effectuer l'ajustement des paramètres conduit à un accord 4 fois meilleur que celui obtenu sans en tenir compte. Cependant le degré de confiance reste très faible et l'on ne peut pas s'appuyer sur ces chiffres pour trouver un argument en faveur de l'existence d'une structure.

Si le système $\pi^+\pi^-$ forme effectivement une résonance et que celle-ci est produite de manière périphérique, on peut espérer améliorer le rapport signal-fond aux environs de 1,7 Gev/c en effectuant une coupure en transfert au système $\pi^+\pi^-$. En effet nous avons vu que la majorité des événements à grande masse $\pi^+\pi^-$ est telle que le π^+ continue vers l'avant, avec un faible transfert à celui-ci, dans ces conditions le transfert au système $\pi^+\pi^-$ n'a pas de raison d'être limité autrement que par les contraintes cinématiques. La figure I9 présente l'histogramme des masses $\pi^+\pi^-$ où n'ont été gardé que les événements à transfert Δ^2 supérieur à -0,2 Gev^2/c^4

La structure reste toujours présente alors que le fond a considérablement diminué. Elle ne peut être

attribuée à une reflexion de N^* car quand les événements de la région du N^* sont retirés, (jusqu'à 1,6 Gev/c) la bosse subsiste, bien que le nombre d'événements sur l'histogramme soit alors beaucoup plus faible. On peut attribuer à cette bosse une signification statistique de l'ordre de 3 écarts standards, correspondant à environ 40 événements au dessus du fond. Cette estimation directe sur l'histogramme est compatible avec la valeur fournie par l'ajustement : (5± 1,2)% du total soit 56 ± 14 événements.

La valeur de 3 écarts standards ne saurait éliminer à elle seule la possibilité que la bosse ne soit due qu'à une fluctuation statistique.

Un autre argument, indépendant du premier, en faveur d'une structure est la variation du coefficient d'asymétrie (F-B)/(F+B) avec la masse du système $\pi^+\pi^-$. F est le nombre d'événements où le π^+ est émis vers l'avant dans le centre de masse $\pi^+\pi^-$, B le nombre d'événements où le π^+ est émis vers l'arrière. La figure 2C présente la variation de ce paramètre. L'aspect général est conforme à ce que l'on pouvait attendre : l'asymétrie est positive dans la région du ρ^0 , nulle à la masse du f^0 et croit de nouveau. Il y a cependant une indication d'une perturbation de la croissance dans la région de masse 1,6 Gev/c : un point se trouve éloigné de la courbe que l'on pourrait tracer à travers les autres points avec une signification statistique d'environ 2,2 écarts standards.

Il nous aurait été impossible d'être affirmatifs sur la signification statistique de cette bosse uniquement à partir de ces deux résultats. Il se trouve que, au moment où nous dégagions ces conclusions, une autre expérience de π^- de 8 Gev/c (13) dans un liquide lourd a conclu de manière exactement identique à nous, aussi bien en ce qui concerne la distribution de masse que la variation du paramètre d'asymétrie. L'ensemble de ces quatre observations

indépendantes a permis de tenir pour très peu probable l'explication de cette structure par une fluctuation statistique et à lui trouver une origine dans la désintégration d'une résonance : le G

L'estimation de la section efficace de production du G peut se faire, soit à partir de l'histogramme non coupé en Δ^2 : ceci conduit au nombre d'événements déjà cité : 56 ± 14 événements soit 56 ± 14 μb. L'histogramme coupé en Δ^2 présente une structure pratiquement exempte de fond (70 ± 10 μb). Cependant, si l'on suppose la désintégration du G symètrique avant arrière on obtient une vingtaine d'événements émis vers l'arrière (fig 21) ce qui fait une quarantaine d'événements correspondant au G, le reste étant fortement piqué vers l'avant et constituant le fond. La valeur 56 ± 14 μb semble donc être une estimation vraisemblable de la section efficace.

La détermination du spin de la résonance est rendue impossible par analyse angulaire des produits de désintégration à cause de la présence du fond. La prise en considération uniquement de la portion des événements où le π^+ est émis vers l'arrière est, sans doute, exempte de fond, mais le lot est alors trop restreint pour permettre une analyse.

Les spins isotopiques possibles pour le G sont I= 0,1 ou 2; lorsque I est pair on doit s'attendre à ce qu'une certaine proportion se désintègre en $2\pi^0$ (1/2 et 2 respectivement pour I=0 et 2) c'est à dire 25 ± 9 μb et 100 ± 17 μb). Aucune accumulation dans la région de masse correspondante n'est observée dans les événements du type $\pi^+ d \rightarrow$ PP + neutres, on peut donner une limite supérieure de 50 μb pour la section efficace dans cette région, ceci rend très improbable le spin isotopique 2 pour le G.

Récapitulons les caractéristiques du G, telles qu'elles ressortent de notre expérience :

Masse	1699 ± 20 Mev
Largeur	169 ± 60 Mev
Section efficace	56 ± 14 μbarn
Spin parité	non déterminés
Spin isotopique	probablement différent de 2.

Les valeurs obtenues pour le ρ^0 et le f° sont respectivement

Masse	780 ± 5 Mev
Largeur	162 ± 12 Mev
Section efficace	400 ± 13 μb

Masse	1287 ± 12 Mev
Largeur	182 ± 20 Mev
Section efficace	180 ± 13 μb

CHAPITRE III

Etude des Distributions Angulaires de Désintégration du ρ^0 et du f° spin isotopique et spin du f°

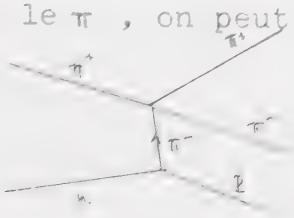
- : -

Dans ce chapitre nous nous proposons d'étudier d'une part la distribution angulaire de désintégration du et de la comparer aux valeurs théoriques prévues par le modèle périphérique avec absorption, d'autre part de déterminer les valeurs les plus probables du spin et du spin isotopique du f° en utilisant les informations provenant de sa distribution angulaire de désintégration, du rapport des hauteurs de l'histogramme des masses au niveau du et du f°, et du rapport des sections efficaces de désintégration en mode neutre et en mode chargé. Les deux premières informations ne sont facilement interprétables que dans le cadre du modèle périphèrique. Avant d'effectuer ces analyses, dégageons les caractéristiques de ce modèle.

A/ Mécanisme de production

Les distributions expérimentales du transfert du π^+ incident au système $\pi^+\pi^-$ dans les régions de masses du ρ^0 et du f° montrent une forte accumulation vers les plus faibles valeurs (fig. 21- 21bis). Cette prédominance des faibles transferts suggère que le et le f° sont produits par un mécanisme périphèrique correspondant à l'échange d'une seule particule

virtuelle. La particule la plus légère susceptible d'être échangée étant le π , on peut penser que le diagramme suivant



domine l'amplitude de production

L'évaluation de la section efficace à partir du terme de Born symbolisé par le diagramme précédent a été contredite par les résultats expérimentaux (14) :
- la section efficace calculée est de l'ordre de cent fois plus élevée que celle observée
- la variation de cette section efficace avec le transfert est trouvée expérimentalement beaucoup plus rapide que celle prévue par le modèle.

Cependant les modifications apportées au modèle par l'introduction de l'absorption ou par le remplacement du π échangé par la trajectoire de Regge du π (appendice 2) permettent d'obtenir un bon accord entre les prévisions et l'expérience (14). Ces modèles, contrairement au simple terme de Born, prévoient l'existence de corrélations angulaires entre le plan de désintégration des résonances ρ^0 ou f^0 et le plan de production. Nous effectuerons les comparaisons de nos observations avec le modèle de l'absorption.

Le calcul du terme de Born correspondant au diagramme précédent fait apparaitre au vertex pionique un terme que l'on peut lier, par prolongement analytique, à l'amplitude de diffusion $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$. Le prolongement analytique est effectué sur le transfert, c'est à dire le carré de la masse du π virtuel,qui est négatif dans le domaine physiquement accessible, pour le porter à la valeur du carré de la masse d'un π réel. Il n'y a pas de raison théorique

qui amène à penser que ce terme soit rapidement variable avec le transfert. Nous supposons donc que l'on peut, sans erreur appréciable, remplacer la fonction de vertex pionique par la valeur qu'elle prend lorsque tous les π sont sur leur couche de masse. Cette approximation est appelée approximation du pôle car elle consiste à remplacer les termes non singuliers, ou lentement variables avec le transfert, par les valeurs qu'ils prennent lorsque la particule échangée est sur sa couche de masse, où le terme de Born a un pôle.

La section efficace différentielle en fonction du transfert ($-\Delta^2$) de la masse ($\pi^+\pi^-$) produite (M) et de l'angle θ = (π^+ incident, π^+ émergent) dans le système du centre de masse de $\pi^+\pi^-$ s'écrit alors (15) :

$$\frac{\partial^3\sigma}{\partial\Omega\,\partial\Delta^2\,\partial M^2} = \frac{1}{8\pi}\frac{G^2}{F^2}\,q\,M\,\frac{d\sigma_{\pi\pi}(M,\theta)}{d\Omega}\,\frac{\Delta^2+(M_p-M_n)^2}{(\Delta^2+m_\pi^2)^2}$$

où G est le coefficient de couplage $hp\pi$

Mp, Mn, M_π sont respectivement les masses du proton, du neutron et du π.

$\frac{d\sigma_{\pi\pi}(M,\theta)}{d\Omega}$ est la section efficace différentielle de la diffusion $\pi^+\pi^-$ à l'énergie M.

q est l'impulsion d'un π , exprimée dans le système du centre de masse $\pi^+\pi^-$

F est le flux de π incidents.

L'introduction de l'absorption modifie profondément la relation précédente et il est alors impossible de faire apparaitre la section efficace de diffusion $\pi\pi$. Cependant la modification principale apportée par ce modèle, par rapport au terme de Born concernant la dépendance avec le transfert, on peut espérer rendre approximativement compte de l'absorption par l'introduction d'un terme supplémentaire dépendant de Δ^2 , analogue à un facteur de forme indépendant de Metde θ (il peut dépendre de l'énergie

totale du système mais ceci ne nous intéresse pas). Cette manière de voir est manifestement approchée car elle ne prévoit pas de corrélation entre les plans de production de désintégration des résonances. L'indépendance du facteur de forme par rapport à M, à une normalisation près, est en bon accord avec le calcul exact qui prévoie une distribution en transfert très peu dépendante de la masse produite. Les courbes des figures 21 et 21 b représentent les dépendances avec le transfert, calculées à partir du modèle de l'absorption. Elles sont en bon accord avec les distributions expérimentales.

On peut, avec ces hypothèses, lier la section efficace expérimentale à la section de diffusion élastique du système $\pi\pi$. La présence d'une résonance dans ce système s'exprime alors par le passage du déphasage par 90° dans une onde partielle déterminée. Faute d'une statistique suffisante on ne peut pas faire l'étude de la variation de ces déphasages avec l'énergie du système $\pi\pi$. On peut comparer deux prédictions du modèle avec nos résultats :
l'une concerne la comparaison des sections efficaces au niveau du ρ^0 et du f^0, l'autre la forme de la distribution angulaire de désintégration d'une résonance (dans ce cas des modifications appréciables peuvent être apportées par l'absorption).

Le premier aspect est lié à l'expression de l'unitarité dans chaque onde partielle. Les interactions fortes étant invariantes par rotation dans l'espace du spin isotopique (nous négligeons les interactions électromagnétiques), la base correcte pour exprimer les amplitudes de diffusion élastique c'est à dire $\pi\pi \to \pi\pi$, est celle des états propres à l'isospin. La diffusion ici observée étant $\pi^+\pi^- \to \pi^+\pi^-$, il convient de projeter l'état $\pi^+\pi^-$ sur la base précédemment définie soit :

$$|\pi^+\pi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}|00\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|10\rangle + \frac{1}{\sqrt{6}}|20\rangle$$

où $|00\rangle, |10\rangle, |20\rangle$ sont les vecteurs de base de l'isospin respectivement 0,1 et 2

l'amplitude de diffusion cherchée $T^{\pm} = \langle \pi^+\pi^- | T | \pi^+\pi^- \rangle$ est donc

$$T^{\pm} = \frac{1}{3} T^0 + \frac{1}{2} T^1 + \frac{1}{6} T^2$$

où T^0, T^1 , et T^2 sont les amplitudes de diffusion du système $\pi\pi$ dans les états d'isospin respectivement 0, 1, 2. Les états d'isospin différents étant orthogonaux, on peut effectuer la décomposition en ondes partielles séparément pour chacune des amplitudes T^0 T^1 et T^2:

$$T^{\pm} = \frac{1}{q} \sum_{\substack{\ell \text{ pair} \\ \text{impair}}}^{j=0,2 \\ j=1} (2\ell+1) \left\{ \sum_j \frac{1}{n_j} \frac{\eta_\ell^j e^{2i\delta_\ell^j} - 1}{2i} \right\} P_\ell(\cos\theta)$$

où q est l'impulsion d'un π dans le système du centre de masse $\pi^+\pi^-$

η_ℓ^j le paramètre d'inélasticité $0 \leq \eta_\ell^j \leq 1$ et $\eta_\ell^j = 1$ pour une diffusion sans absorption

θ l'angle de diffusion

$n_j = 3, 2, 6$ suivant que $J = 0, 1, 2$

la statistique de Bose implique que seules les ondes paires apparaissent pour $j = 0, 2$ et impaires pour $j = 1$

La section efficace différentielle est : $\frac{d\sigma_{\pi\pi}}{d\Omega} = |T^{\pm}|^2$

et la section efficace totale est :

$$\sigma_{\pi\pi} = \frac{4\pi}{q^2} \sum_{\substack{\ell \text{ pair} \\ \ell \text{ impair}}}^{j=0,2 \\ j=1} (2\ell+1) \left| \sum_j \frac{1}{n_j} \frac{\eta_\ell^j e^{2i\delta_\ell^j} - 1}{2i} \right|^2$$

Au voisinage d'une résonance, que l'on suppose unique, un des déphasages varie rapidement en passant par $\pi/2$, les autres termes contribuent à un fond que l'on peut espérer soustraire de la distribution expérimentale. De cette manière, seuls les termes rapidement variables sont à retenir dans l'expression de $\sigma_{\pi\pi}$, c'est à dire le terme résonnant et le terme d'interférence provenant de l'amplitude de même ℓ, mais de spin isotopique différent de celui de la résonance (ceci ne se produit que si ℓ est pair , car ℓ impair est associé au seul état de spin isotopique $I = 1$).

Au niveau de la résonance le déphasage est égal à 90°, et si l'on peut négliger les termes interférant

ou en évaluer l'importance, la comparaison avec la distribution expérimentale permet d'évaluer le paramètre d'inélasticité η de l'onde résonante, à condition que les autres facteurs que la section efficace de diffusion $\pi\pi$ dans l'expression du terme de Born modifié soient connus.

Ces facteurs peuvent être connus au moins à un coefficient de normalisation indépendant de M. En effet, avec les hypothèses que nous avons faites, la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{\partial^3\sigma}{\partial\Omega\,\partial\Delta^2\,\partial M^2} = \frac{1}{8\pi}\,\frac{G^2}{F^2}\,q\,M\,\frac{\partial\sigma_{\pi\pi}(M,\theta)}{\partial\Omega}\;\;\frac{\Delta^2-(M_p-M_N)^2}{(\Delta^2+M_\pi^2)^2}\;\;k(\Delta^2)$$

où K ne dépend ni de M ni de θ on peut encore écrire :

$$\frac{\partial^3\sigma}{\partial\Omega\,\partial\Delta^2\,\partial M^2} = qM\,\frac{\partial\sigma_{\pi\pi}(M,\theta)}{\partial\Omega}\;\;k'(\Delta^2)$$

où k' ne dépend pas de M.

On est amené à faire l'analyse expérimentale sur les événements dont Δ^2 est compris entre des valeurs minimum et maximum (accessibles physiquement), limites qui dépendent de M.

Si l'on veut comparer les sections efficaces pour deux valeurs différentes de M, et si l'on ne sait pas évaluer le coéfficient $k'(\Delta^2)$, on peut éliminer sa contribution en ne conservant que les événements compris dans la zône commune aux deux domaines de variation de Δ^2. On peut alors effectuer l'intégration sur Δ^2 dans l'expression précédente, il apparait un coefficient, inconnu, mais indépendant de la masse M.

En particulier, si l'on veut comparer les sections efficaces au niveau du ρ^o et du f^o, les limites minima accessibles à Δ^2 sont respectivement 0,013 et 0,019 Gev^2/c^4 Les limites maxima ne sont pas utilisées : une coupure à 0,3 Gev^2/c^4 est effectuée pour diminuer l'importance du fond, on obtient ainsi la section efficace différentielle par rapport à M

$$\frac{d\sigma}{dM} = \frac{1}{4\pi}\frac{G^2}{F^2} M^2 q\, \sigma_{\pi\pi}(M) \int_{0,28}^{0,3} \frac{\Delta^2 + (M_\rho - M_N)^2}{(\Delta^2 + m_\pi^2)^2} K(\Delta^2)\, d\Delta^2 = C\, M^2 q\, \sigma_{\pi\pi}(M)$$

où C est une constante indépendante de M.

B/ Distribution Angulaire de Désintégration du ρ^0

L'hypothèse d'échange d'un π entre le vertex nucléonique et le vertex mésonique suggère le système de référence pour lequel la distribution de désintégration du ρ^0 prend une forme simple : c'est le système du centre de masse $\pi^+\pi^-$ avec la direction du π^+ incident (et donc du π échangé) comme axe de quantification. Plus précisément, l'axe z est porté par la direction du π^+ incident et l'axe Y défini par la normale au plan formé par les particules du vertex nucléonique. La désintégration de la résonance est entièrement définie par l'angle θ = ($\vec{\pi}^+$ sortant, $\vec{\pi}^+$ incident), angle variant de 0 à 180° et par l'angle de la direction Y et de la normale au plan formé par le π^+ sortant et le π^+ incident. Ceci détermine l'angle azimuthal φ de la direction du π^+ sortant dans le système de référence défini par z, y et x; la direction x est définie de manière à former un trièdre correctement orienté avec y et z. L'angle varie entre 0° et 360° ; c'est l'angle de Treiman-Yang, angle entre le plan de production et le plan de désintégration du système $\pi^+\pi^-$ (figure 22)

Nous avons effectué une décomposition de la distribution expérimentale en harmoniques sphériques-qui forment un système orthonormal complet de fonctions des angles θ et φ , l'élément différentiel étant l'élément d'angle solide. Cette décomposition est effectuée par la méthode des moments à partir des événements situés dans une bande de 200 Mev centrée sur le maximum (780 Mev), et produits avec un transfert supérieur à -0,3 Gev^2/c^4, de manière à diminuer l'importance du fond.

Les coefficients des harmoniques sphériques ont été calculés jusqu'à des Y_ℓ^m tels que $\ell = 9$; les erreurs statistiques sur les coefficients ont aussi été calculées ; les seuls coefficients statistiquement significatifs (différents de 0 à plus de 2 écarts standards) sont ceux de Y_0 , Y_1^0 , Y_2^0 et $Re(Y_2^1)$ où $Re(Y_2^1)$ est la partie réelle de Y_2^1

La distribution expérimentale $W(\theta,\varphi)$ peut donc s'écrire :

$$W(\theta,\varphi) = \alpha_0 Y_0 + \alpha_1^0 Y_1^0 + \alpha_2^0 Y_2^0 + \alpha_2^{1R} Re(Y_2^1)$$

$$\alpha_0 = 1/4\pi$$

$$\alpha_1^0 = 0,1336 \pm 0,0205$$

$$\alpha_2^0 = 0,1665 \pm 0,0188$$

$$\alpha_2^{1R} = 0,0789 \pm 0,0126$$

Le terme α^0 exprime simplement la normalisation. La présence du terme $\alpha_1^0 Y_1^0$ traduit l'existence d'une asymétrie avant-arrière dans la distribution de désintégration du ρ^0 . Le coefficient d'asymétrie est $0,35 \pm 0,06$. Cette asymétrie est incompatible avec la présence d'une seule onde contribuant à la diffusion

La présence du terme $Re(Y_2^1)$ est incompatible avec l'hypothèse de l'échange d'un π et le calcul de l'amplitude par le terme de Born. Celui-ci prévoit en effet une distribution isotrope en φ pour θ fixé. On peut se représenter ceci en disant que le π échangé ne transportant pas de spin ne définit pas de direction privilégiée autre que son impulsion (axe Z). Remarquons que la distribution en φ , après sommation sur θ , est isotrope car $\int_{-1}^{+1} Y_2^1 d(\cos\theta) = 0$ et donc si le test de Treiman-Yang est effectué sur l'ensemble des événements, il ne fait apparaitre aucune structure (figure 23) alors que s'il est effectué séparément à partir des événements avec $0 < \theta < \pi/2$ & $\pi/2 < \theta < \pi$ il fait apparaitre des structures complémentaires (figure 24). Le modèle de l'absorption permet de rendre compte d'une telle observation. Notons que seule la partie réelle de Y_2^1 intervient c'est à dire une combinaison définie de Y_2^1 et Y_2^{-1} , ici $Y_2^1 - Y_2^{-1}$

ce fait exprime la symétrie de la distribution par rapport au plan ZX (plan de production). Ceci est requis par l'invariance des interactions fortes dans une opération de parité et reste donc inclus dans tout modèle plus complexe que le terme de Born

L'absence d'harmoniques sphériques d'ordre supérieur à 2 permet de faire l'hypothèse que seules les ondes S et P contribuent à la diffusion $\pi^+\pi^- \to \pi^+\pi^-$. Les coefficients peuvent être évalués par une méthode de maximum de vraisemblance. Cette méthode fournit une estimation des paramètres avec l'incertitude statistique la plus petite possible.

De manière à mettre en évidence la production dans les ondes S et P, nous avons choisi de nouveaux coefficients qui sont en relation linéaire avec ceux définis précédemment. L'amplitude de production du système $\pi^+\pi^-$, pour une configuration quantique déterminée des autres particules (polarisations des nucléons) peut s'écrire :

$$f(\theta,\varphi) = b_0 Y_0 + a_0 Y_1^0 + a_1 Y_1^1 + a_{-1} Y_1^{-1}$$

où Y est écrit pour $Y(\theta,\varphi)$

La probabilité s'exprime par $|f(\theta,\varphi)|^2$ et la probabilité totale s'obtient en faisant la somme sur les états finals non séparés et en effectuant la moyenne sur les états de spin du neutron. On obtient ainsi :

$$\frac{dW(\theta,\varphi)}{d\Omega} = \left\{ \langle a_1 a_1 \rangle + \left(\langle a_0 a_0 \rangle - \langle a_1 a_1 \rangle \right) \cos^2\theta - \sqrt{2}\langle a_1 a_0 \rangle \sin\theta\cos\theta\cos\varphi - \langle a_1 a_{-1} \rangle \sin^2\theta\cos^2\varphi \right\} 3/4\pi$$
$$+ \left\{ -2\sqrt{2}\langle a_1 b_0 \rangle \sin\theta\cos\varphi + 2\langle a_0 b_0 \rangle \cos\theta \right\} \sqrt{3}/4\pi + \langle b_0 b_0 \rangle / 4\pi$$

où $\langle\ \rangle$ exprime la somme sur les états finals et la moyenne sur les états initiaux. Certains termes n'apparaissent pas: $\langle a_{-1}\ a_{-1}\rangle$ est égal à $\langle a_1\ a_1\rangle$ à cause de l'invariance dans une opération de parité, de même $\langle a_{-1}\ a_0\rangle = -\langle a_1\ a_0\rangle$ et $\langle a_{-1} b_0\rangle = -\langle a_1 b_0\rangle$

Le tableau suivant fournit les valeurs de ces coefficients, comparées à celles prévues par un modèle d'échange de π avec de l'absorption (16), calcul effectué pour une impulsion du π incident égale à 4 Gev/c. Une particule ε° a été introduite (17), de spin 0, de masse 730 Mev/c, une largeur 90 Mev/c et une intensité de l'ordre de 10% de celle du ρ°

le ε_o contribue à une onde S (spin 0) qui par interférence avec l'onde P du ρ^o peut rendre compte de l'asymétrie de la distribution obtenue; dans ce calcul le ρ^o a une masse 763 Mev/c et une largeur 150 Mev/c . La troisième colonne du tableau est le résultat de l'expérience $\pi^- p \to \rho^o n$ à 4 Gev/c (18).

	Calcul	Notre Expérience	Expérience à 4 Gev/c
<a1 a1>	0,139	0,162 ± 0,011	0,202 ± 0,084
< a1 a0>	-0,151	-0,275 ± 0,022	-0,166 ± 0,043
<a1 a-1>	0,033	0,017 ± 0,020	-0,034 ± 0,049
<a0 a0>	0,650	0,604 ± 0,022	0,524 ± 0,084
<a1 b0>	-0,046	-0,053 ± 0,020	-0,052 ± 0,026
<a0 b0>	0,191	0,315 ± 0,015	0,184 ± 0,043
<b0 b0>	0,072	0,072	0,072

Il y a une indétermination dans la résolution du système, qui concerne les termes contribuant à la partie isotrope de la distribution. Les chiffres précédents ont été obtenus en posant <b0 b0> = 0,072 , valeur prévue par le modèle.

L'accord n'est pas excellent; en particulier le terme <a0 b0> qui mesure l'interférence entre l'onde S et l'onde P diffère de manière significative à la fois du calcul et de l'expérience à 4 Gev/c. De même le terme <a1 a0> est incompatible avec les autres résultats.

La différence entre les deux groupes de résultats expérimentaux peut provenir de la variation du fond non

résonnant produit par voie d'espace des phases, et que l'on suppose donc isotrope; en effet, la contribution du fond à 4 Gev/c est estimée à 33% du total contre 15% à 6 Gev/c. Si les désaccords proviennent de ce fond et si ce dernier ne contribue qu'au terme isotrope, une comparaison entre les coefficients des fonctions trigonométriques intervenant dans la distribution angulaire devrait conduire à des résultats comparables. Le tableau suivant contient les différentes valeurs obtenues lorsque le coefficient de cos est normalisé à l'unité.

Fonction	Calcul	Notre Expérience	4 Gev/c
$\sin^2\theta\cos^2\theta$	1	1	1
$\frac{\sqrt{15}}{8\pi}$	-0,295	-0,62 ± 0,06	-0,54 ± 0,08
$\sin^2\theta\cos 2\varphi$	0,065	0,038 ± 0,047	-0,10 ± 0,20
$-\frac{\sqrt{15}}{4\pi}\sin\theta\cos\varphi$	-0,09	-0,12 ± 0,06	-0,16 ± 0,09
$\frac{3}{8\pi}$	0,375	0,71 ± 0,08	0,57 ± 0,15
terme isotrope	0,318	0,420 ± 0,25	0,70 ± 0,27

Les termes des deux expériences apparaissent maintenant compatibles entre eux, la valeur du terme isotrope varie dans le sens attendu d'après la proportion du fond.

Cependant la valeur théorique du terme d'interférence entre l'onde S et l'onde P (coefficient de cosθ), qui est compatible avec le résultat à 4 Gev/c à 1,5 écarts standards, ne l'est plus qu'à 8 écarts avec notre résultat. La même remarque est valable pour le terme correspondant à <al ao>qui est

dans notre expérience, le seul terme impliquant une contribution des polarisations du ρ^0 égales à +1 ou -1 sur la direction du π incident et dont la valeur est différente de 0 à plus de deux écarts standards.

Les différences observées peuvent provenir de la variation d'énergie, l'absorption intervenant différemment dans chaque cas. Cependant dans l'hypothèse d'une particule ε^0 produite par l'intermédiaire d'une interaction $\pi\pi$, comme le modèle de l'absorption le suppose, on peut escompter que le coefficient de $\cos\theta$ varie peu. En effet ce terme, prévu différent de 0 sans absorption (de l'ordre de 0,35 avec les valeurs indiquées concernant le ρ^0 et le f^0) est peu modifié après introduction de l'absorption (0,375 à 4 Gev/c). Or il faudrait à peu près doubler ce terme pour le rendre compatible avec nos résultats, ce qui n'est pas possible sans modifier la proportion de ε^0 dans le ε^0 entre 4 Gev/c et 6 Gev/c, contrairement à ce que l'on attend du modèle.

Nous concluons que dans le cadre du modèle d'échange de π avec absorption, nos résultats sont en accord qualitatif avec la présence de ε^0, mais que cependant les caractéristiques (masse, largeur, proportion) qui ont été avancées sont incompatibles avec les valeurs obtenues ici.

La présence de ε^0 avec une intensité de l'ordre de 10 à 15% de celle du ρ^0, de spin pair, implique qu'une certaine proportion se désintègre dans le mode $\pi^0\pi^0$, la proportion étant $\sigma(\varepsilon^0 \to \pi^0\pi^0) / \sigma(\varepsilon^0 \to \pi^+\pi^-) = 0{,}5$ ou 2 suivant que le spin isotopique est respectivement 0 ou 2. Le spin isotopique 2 est très improbable puisqu'il permettrait la production de ε^0 en $\pi^+\pi^0$ et $\pi^-\pi^0$, ce qui provoquerait des interférences avec le ρ^+ et le ρ^- produisant une asymétrie dans la désintégration de ces particules, analogue à celle du ρ^0, ce qui n'a pas été observé (49).

La section efficace attendue dans le mode $\pi^0\pi^0$ est de l'ordre de 20 à 30 Mb, soient 10 à 15 événements qui doivent

apparaitre dans l'histogramme des masses X° de la réaction $\pi^+ n \rightarrow p x^0$. Aux environs de la même masse doivent apparaitre les événements correspondant à la désintegration en particules neutres du ω^0, soient 7 événements, nombre calculé à partir de l'observation du mode de désintégration $\pi^+\pi^-\pi^0$. L'histogramme des masses ne présente pas d'accumulation particulière au voisinage de 700 Mev, celle-ci peut être masquée par le pic correspondant l'échange de charge. La région des masses 0,65 - 0,9 Gev/c contient 20 ± 5 événements : 17 à 23 d'entre eux peuvent provenir du ε^0 et du ω^0. Ceci montre que l'ensemble de nos résultats est compatible avec l'hypothèse du ε^0. Cependant l'existence d'une onde S interférant avec l'onde P du f°, et la modification au modèle simple d'échange de π, pour rendre compte du terme <al ac> sont les seules hypothèses nécessaires pour expliquer nos resultats.

C/ Détermination du Spin Isotopique et du Spin du F°

1) Distribution angulaire de désintégration du f°

Une étude analogue à celle effectuée dans la région du ρ^0 peut être entreprise dans la région du f°. Nous avons effectué une décomposition en harmoniques sphériques de la distribution angulaire, dans le même système de référence que celui utilisé précédemment. Les seuls termes intervenant de manière statistiquement significative sont ici Y_0, Y_2^0 et Y_4^0. Nous donnons dans le tableau suivant les coefficients des parties réelles des harmoniques sphériques jusqu'à l'ordre de 4. La première colonne concerne les valeurs prévues pour une production d'onde D pure, dans la diffusion $\pi\pi$ avec corrections dues à l'absorption, et d'autre part les valeurs expérimentales :

Y_0	0,2821	0,2821
Y_1^0	0	0,028 ± 0,03
Y_1^1	0	-0,007 ± 0,01
Y_2^0	0,152	0,307 ± 0,021
Y_2^1	0,070	0,019 ± 0,015
Y_2^2	-0,001	-0,012 ± 0,009
Y_3^0	0	-0,022 ± 0,031
Y_3^1	0	-0,007 ± 0,017
Y_3^2	0	-0,013 ± 0,013
Y_3^3	0	0,008 ± 0,009
Y_4^0	0,196	0,141 ± 0,029
Y_4^1	-0,074	0,0039± 0,019
Y_4^2	-0,0056	-0,023 ± 0,015
Y_4^3	0,0015	0,006 ± 0,011
Y_4^4	0,00017	0,0026± 0,0078

Les coefficients des parties imaginaires sont tous attendus égaux à 0 à cause de la conservation de la parité.

Les valeurs prévues par le modèle sont en désaccord avec les résultats expérimentaux en ce qui concerne les coefficients Y_2^0 et Y_4^0 respectivement à 7 et 2 déviations standards. D'autre part un essai de détermination des éléments de la matrice densité pour une onde D à partir des résultats expérimentaux par une méthode de maximum de vraisemblance n'a pas donné de résultats, le programme ne trouvant de maximum à la fonction de vraisemblance qu'en dehors des domaines physiquement autorisés aux paramètres.

Le désaccord ne peut être attribué à la présence du fond que l'on sait important dans cette région, si du moins ce fond est isotrope et s'il n'interfére pas avec l'onde D. En effet la présence du fond ne se traduit que par la contribution au coefficient de Y_0 . Ce terme étant normalisé à $1/\sqrt{4\pi}$, les coefficients de tous les termes du développement sont modifiés dans le même rapport. En particulier le rapport des coefficients de Y_2^0 et Y_4^0 est indépendant de la valeur du fond. Nous obtenons pour ce rapport 2,18 ± 0,22 , la valeur théorique prévue pour une onde D pure avec absorption étant 0,78, et 0,74 sans absorption, soit une incompatibilité statistiquement significative à 7 déviations standards. L'erreur indiquée ici sur le rapport est une moyenne, la valeur des coefficients empêchant le calcul de l'erreur par linéarisation (distribution non gaussienne de la loi de probabilité du rapport).

On peut montrer que l'introduction d'une onde pure d'ordre supérieur à D (3 ou 4) est incompatible avec la distribution expérimentale en ce qui concerne la projection de la distribution attendue sur les Y_ℓ^0

Notons que l'impossibilité de trouver une matrice densité décrivant une onde D, à partir de nos résultats, exclut l'onde D pure (avec éventuellement un fond non résonant), quelque soit le mécanisme de production, et le résultat ne dépend donc pas de l'hypothèse d'échange de π . Dans la suite nous allons négliger les corrections apportées par l'absorption sur les distributions angulaires, il apparait en effet d'après le tableau précédent que les termes qui sont attendus nuls d'après le modèle simple d'échange de π sont aussi bien compatibles avec 0 qu'avec les valeurs prévues par le modèle, nous concluons de ceci que les corrections dues à l'absorption sont, dans ce cas, inférieures aux incertitudes statistiques. Nous faisons l'hypothèse que pour les termes où l'on ne peut faire cette comparaison (Y_2^0 et Y_4^0) la correction est, elle aussi, négligeable.

Dans le cadre du modèle à dominance de ρ^0, la manière la plus simple pour tenir compte de la distribution observée est de supposer que, outre l'onde D, il peut exister une onde S et une onde P qui interférent éventuellement entre-elles et avec l'onde D (l'introduction d'ondes d'ordre supérieur est inutile puique les termes supérieurs à Y_4^0 sont compatibles avec 0). Cependant l'onde P, si elle est présente, ne peut interférer avec l'onde S et l'onde D, car le terme d'interférence apparaitrait dans les termes Y_1^0 et Y_3^0 qui ont tous deux des coefficients compatibles avec 0.

Parmi ces ondes, une au moins est résonante puisqu'un pic est observé. Nous faisons l'hypothèse qu'une seule de ces ondes est résonante, et nous nous proposons de déterminer dans quel moment angulaire la diffusion $\pi\pi$ doit être résonante pour rendre compte des trois informations suivantes :

- rapport de branchement neutre/chargé : nous faisons ici l'hypothèse que le pic observé en mode neutre est constitué de $2\pi^0$ et qu'il est la manifestation en mode neutre de la même résonance que celle observée en $\pi^+\pi^-$ (voir chapitre 1)
- distribution angulaire de désintégration en $\pi^+\pi^-$ (ou analyse angulaire de la diffusion $\pi\pi$)
- section efficace de production : nous nous contentons de comparer la section efficace au niveau du ρ^0 et du f^0, de manière à éliminer l'incertitude qui peut apparaître dans la normalisation de la section efficace différentielle $d\sigma/d\mu$ dont on a décrit l'expression dans la partie A de ce chapitre.

Rappelons que les ondes S et D peuvent apparaitre dans les états de spin isotopique I = 0 et I = 2, l'onde P ne se manifestant que dans l'état de spin isotopique 1.

2) Rapport de branchement neutre/chargé

L'observation du pic en mode neutre permet d'exclure que l'onde P soit responsable de la résonance car un

système de $2\pi^0$ ne peut se trouver dans un état de moment angulaire relatif 1.

Dans l'expression de la partie résonante de la section efficace peut apparaitre, comme nous en avons fait la remarque au § A, un terme provenant de l'interférence des deux ondes de spin isotopique différent mais de même moment angulaire.

La section efficace résonante s'obtient en prenant les parties rapidement variables de l'expression.

$$\sigma(\pi^+\pi^- \to \pi^+\pi^-) = \frac{4\pi}{q^2}(2l+1)\left|\frac{1}{3}\frac{\eta e^{2i\delta}-1}{2i} + \frac{1}{5}\frac{\eta' e^{2i\delta'}-1}{2i}\right|^2$$

où η, δ sont relatifs au spin isotopique 0
η', δ' " " " " " " 2

Nous supposons que les variations de η et η' sont négligeables lorsque l'on fait varier la masse d'un bord à l'autre du f°, et que seule une des deux phases δ et δ' est rapidement variable et passe par $\pi/2$ à la masse 1283 Mev. La phase δ de la résonance est liée à la masse M et à la largeur par la relation $tg\,\delta = \frac{\Gamma/2}{M_0 - M}$ où M_0 est la masse de la résonance. Elle devient donc rapidement petite (proche de 0 ou π) dès que M s'écarte de Mo de quelques largeurs; il y correspond une section efficace résonante décroissant rapidement, nous écrivons donc la partie résonante de la section efficace de manière à ce qu'elle tende vers 0 quand M s'éloigne de Mo, ceci correspond à la description de la résonance par une courbe de Breit et Wigner.

Nous obtenons ainsi :

$$\sigma_{Res}(\pi^+\pi^- \to \pi^+\pi^-) = \frac{4\pi}{q^2}(2l+1)\left[\frac{\eta^R}{n^R}(1-\cos 2\delta^R) + \frac{\eta^R}{18}(\eta \sin\delta \sin(2\delta-\delta^R) + 1 - \cos 2\delta^R)\right]$$

où δ^R, η^R sont relatifs à la résonance, $n^R = 3$ ou 6 suivant que la résonance a le spin isotopique 0 ou 2, de même :

$$\sigma_{Res}(\pi^+\pi^- \to \pi^0\pi^0) = \frac{4\pi}{q^2}(2l+1)\left[\frac{\eta^R}{18}(1-\cos 2\delta^R) - \frac{\eta^R}{15}(\eta \sin\delta^R \sin(2\delta-\delta^R) + 1 - \cos 2\delta^R\right]$$

en tenant compte des coefficients de Clebsch-Gordan.

La comparaison du rapport neutre/chargé peut se faire soit à partir de la comparaison de la hauteur des

histogrammes au niveau de la résonance, soit en comparant les sections efficaces de production dans un intervalle entourant le maximum : nous prenons cette dernière technique qui a l'avantage de fournir une meilleure précision statistique, nous choisissons un intervalle d'une demi largeur totale de part et d'autre du sommet de la résonance. La phase δ^R varie alors de $\pi/4$ à $3\pi/4$. L'évaluation de la section efficace se fait à partir de la relation :

$$\sigma = C \int_{M_0 - M/2}^{M_0 + M/2} q M^2 \sigma_{\pi\pi}(M)\, dM$$ où C est indépendant de M.

comme M est grand par rapport à M, nous négligeons ses variations et donc aussi celles de q, et δ^R est lié à M par $\eta \delta^R = \frac{M/2}{M_0 - M}$

on obtient ainsi : $\frac{\sigma_{Res}(\pi^+\pi^- \to \pi^0\pi^0)}{\sigma_{Res}(\pi\pi^- \to \pi\pi^-)} = \frac{\eta \cos 2\delta - 1}{2\delta/\pi - 1 - \eta \cos 2\delta}$

La valeur expérimentale de ce rapport est $0,63 \pm 0,14$

On obtient ainsi la valeur de $\eta \cos 2\delta$, suivant les hypothèses faites sur le spin isotopique de la résonance :

$I = 0$ $\qquad \eta \cos 2\delta = 1,16 \pm 0,19$

$I = 2$ $\qquad \eta \cos 2\delta = 0,42 \pm 0,10$

Il faut remarquer que ces relations sont valables aussi bien pour des ondes S que pour des ondes D, car la seule différence réside dans le facteur $(2l + 1)$ qui disparait du rapport. Rappelons aussi qu'une interférence entre deux ondes de moments angulaires différents apporte une contribution nulle à $d\sigma/dM$

La première solution $I = 0$ est satisfaisante, car elle conduit à une estimation $\eta = 1$, $\delta = 0$ c'est à dire à l'absence d'onde $I = 2$ non résonante.

La seconde solution conduit à des distributions de désintégration qui peuvent différer fortement de la simple courbe de Breit et Wigner, suivant les valeurs que l'on donne à

Pour $\delta = 0$ ou δ petit, la courbe n'est pas déformée et la solution est acceptable. Nous avons tracé sur la

figure 36 l'allure des distributions de masse attendues (non normalisées) lorsque $\delta = 0°$, 15° et 33° (maximum). Si δ a le signe contraire, les distributions sont symétriques par rapport à l'axe des ordonnées. La présence du terme d'interférence provoque une séparation des maxima pour les deux distributions qui peut atteindre l'ordre de 50 à 70 Mev lorsque δ est maximum. Ceci n'est pas absolument incompatible avec nos résultats et il est impossible à cause de la limitation de la statistique et du caractère approché du modèle employé (en particulier de la description de la désintégration d'une particule en terme de Breit et Wigner) de déterminer précisément la forme de la distribution des masses au voisinage de la résonance.

Nous ne pouvons donc éliminer la solution correspondant à une onde résonante d'isospin I = 2, interférant avec une onde non résonante et dont le déphasage peut varier entre -33° et 33°. Dans cette hypothèse les données expérimentales favorisent plutôt un déphasage négatif car la masse observée en mode $\pi^+\pi^-$ est plus haute que celle observée en $\pi^0\pi^0$.

3) Rapport des hauteurs de l'histogramme au niveau du ρ_0 et au niveau du f^0.

Nous avons déjà parlé dans le § A de la possibilité d'une telle comparaison, elle résulte du modèle de l'échange de π . Nous supposons les corrections dues à l'absorption soit négligeables, soit factorisables et donc éliminées quand on effectue le rapport. La section efficace pour le ρ^0 s'écrit :

$$\sigma(\rho^0) = \frac{4\pi_1}{q^2 q} \left| \frac{4 e^{i\delta} - 1}{i} \right|^2$$ avec $\delta = \pi/2$ à la masse 780 Mev.

Ici encore nous n'en retenons que la partie rapidement variable avec la masse du système $\pi^+\pi^-$. Nous n'avons pas tenu compte de l'onde S : si elle est résonante nous savons que sa contribution à la section efficace à la masse du ρ^0 est négligeable (le ε^0

est à ∿ 730 Mev et sa contribution à 780 Mev est faible) si au contraire elle est telle que sa phase varie lentement (non résonante), sa contribution à la section efficace est alors comptée avec le fond. Au niveau du f°, la section efficace a l'expression décrite dans la partie 1.

En ne retenant que les parties rapidement variables avec la masse produite, on obtient la relation :

$$\frac{d\sigma(f^0)/dM}{d\sigma(\rho^0)/dM} = \frac{M^{f_0}}{q_{f^0}} \times \frac{q_{\rho_0}}{M^{\rho_0}} \times 4 \left[\frac{1}{n_R^2} + \frac{1}{18}(1-\eta\omega 2\delta)\right] \times \frac{2\ell_R+1}{5} \times \eta^R_{\eta^{\rho_0}}$$

$\eta^R_{\eta^{\rho^0}}$ est le coefficient d'inélasticité du f^0
" " " " " " ρ^0

$n^R = 3$ ou 6 suivant que la résonance est dans l'état de spin isotopique 0 ou 2, η et δ sont les inélasticités en phase de l'onde non résonante de même moment angulaire que le f^0.
ℓ_R est le spin du f^0.

Rappelons que cette comparaison doit être effectuée dans le domaine de transfert commun aux deux masses, nous avons évalué le rapport en utilisant les événements à transfert compris entre 0,02 et 0,3 Gev^2/c^4.

Le coefficient d'inelasticité du ρ^0 est certainement peu différent de 1, en effet dans les événements du type $\pi^+ d \to pp\,\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ ou $\pi^+ d \to pp\,\pi^+\pi^-X^0$, X^0 etant constitué de plus d'un π^0, aucun événement ne se trouve dans la région de masse du ρ^0 lorsque l'on regarde les masses effectives $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ et $\pi^+\pi^-X^0$. Les multiplicités supérieures ont des seuils cinématiques supérieurs à la masse du ρ^0 (6 masses de π soit 820 Mev).

D'autre part dans le canal $\pi^+ d \to pp\,X^0$, la masse du X^0 ne présente pas de structure particulière au niveau du ρ^0, l'inélasticité vers des canaux $\pi\gamma$ ou $k\bar{k}$ est donc très faible. Nous admettrons donc que η_{ρ_0} est voisin de l'unité.

Le rapport expérimental est R = 0,70 ± 0,20 en évaluant un fond vraisemblable; l'erreur tient compte de l'incertitude statistique et d'une certaine latitude dans la détermination du fond.

Deux cas sont à considérer suivant les valeurs obtenues au § 1

- onde résonante I = 0 alors $\eta \cos 2\delta = 1,16 \pm 0,19$ nous prendrons $\eta \cos 2\delta = 1$ $\quad nr = 3$

on obtient la relation suivante : $\frac{\eta^R}{\eta_{\rho_0}}(2l^R+1) = 4,9 \pm 1,4$

Si $l^R = 0$ cette relation implique $\eta^R/\eta_{\rho_0} = 4,9 \pm 1,4$ ce qui est incompatible avec le fait que $\eta_\rho^0 \neq 1$ (signification statistique 3 écarts standards)

Si $l^R = 2$ alors $\eta^R/\eta_{\rho_0} = 0,98 \pm 0,28$ résultat satisfaisant

- onde résonante I = 2 alors $\eta \cos 2\delta = 0,42 \pm 0,10$ $\quad nr = 6$

la relation est $(2l_R+1)\eta_R/\eta_{\rho_0} = 10,6 \pm 3$

si $l^R = 0$ alors $\eta_R/\eta_{\rho_0} = 10,6 \pm 3$ qui est incompatible avec la valeur attendue 1 (signification statistique 3 écarts standards)

si lr = 2 $\quad \eta_R/\eta_{\rho_0} = 2,1 \pm 0,6$ compatible avec 1 à 2 écarts standards.

Nous concluons de cette étude que l'onde l = 2 de spin isotopique I = 0 est la plus probable, vient ensuite l'onde l = 2 de spin isotopique I = 2 à 2 écarts.

Voyons maintenant comment l'étude de la distribution angulaire de désintégration du f° peut donner des précisions supplémentaires.

4) Retour sur la désintégration du f°

Dans l'étude de la distribution angulaire de désintégration nous ne pouvons pas ôter de fond. Il faut alors tenir compte de tous les termes apparaissant dans l'expression de la section efficace de diffusion $\pi\pi$. Cependant la proportion des ondes non résonantes doit être compatible avec le rapport signal/fond observé.

Nous avons remarqué à la fin du § 1 qu'il pouvait y avoir en plus de l'onde D une onde S et une onde P, mais que l'onde P ne peut pas être interférente avec les autres ondes.

Il est difficilement concevable qu'une onde P non résonante produite par diffusion $\pi\pi$ n'interfére pas avec l'onde d'ordre pair résonante car ceci suppose que la phase de l'onde P est toujours orthogonale à la phase de l'onde résonante, c'est à dire varie rapidement dans la région de la résonance. D'autre part on ne voit pas comment une onde P, polarisée de manière à donner une projection Y_2^0 sur l'axe Z que nous avons choisi, pourrait être produite autrement que par la diffusion $\pi\pi$.

La présence d'onde P est donc peu probable, cependant, si l'on admet que la distribution peut être décrite par la superposition non interférente d'une onde S, d'une onde P et d'une onde D, on arrive aux contributions suivantes à la section efficace :

S $\leqslant 0$

P 0,225 ± 0,036

D 0,164 ± 0,033

Le rapport signal/fond (D/P) est incompatible avec ce que l'on peut observer dans la région du f° sur la figure 19 où seuls les événements tels que le transfert du π incident au système $\pi^+\pi^-$ est supérieur à $-0,2$ Gev^2/c^4

Nous excluons donc l'hypothèse de la présence d'une onde P. Comme nous l'avons déjà mentionné, nous supposons que seules peuvent intervenir les ondes S et D et nous faisons l'hypothèse que le fond est produit de façon statistique (espace des phases). Si ceci est correct, le fond contribue uniquement à la partie isotrope de la distribution angulaire, et il n'a aucune influence sur le rapport des coefficients.
Nous ne nous intéressons donc qu'à ce rapport.
La distribution angulaire de désintégration s'écrit :

$$W(\theta,\varphi) = C_1 + C_2 \left[\left| \tfrac{1}{3}\frac{\eta_0 e^{2i\delta_0}-1}{2i} + \tfrac{1}{6}\frac{\eta'_0 e^{2i\delta'_0}-1}{2i} \right|^2 + 25 \left| \tfrac{1}{3}\frac{\eta_2 e^{2i\delta_2}-1}{2i} + \tfrac{1}{6}\frac{\eta'_2 e^{2i\delta'_2}-1}{2i} \right|^2 P_2^2(\cos\theta) \right.$$
$$\left. + 10\, \mathrm{Re}\left\{ \left(\tfrac{1}{3}\frac{\eta_0 e^{2i\delta_0}-1}{2i} + \tfrac{1}{6}\frac{\eta'_0 e^{2i\delta'_0}-1}{2i} \right)\left(\tfrac{1}{3}\frac{\eta_2 e^{-2i\delta_2}-1}{-2i} + \tfrac{1}{6}\frac{\eta'_2 e^{-2i\delta'_2}-1}{-2i} \right) \right\} P_2(\cos\theta) \right]$$

C_1 représente la production suivant l'espace des phases
Les η et δ sont relatifs qu spin isotopique I = 0, les η' et δ' à I=2
Cette distribution peut s'exprimer en fonction des harmoniques sphériques Y_0, Y_2^0, Y_4^0 :

$$W(\theta,\varphi) = \sqrt{4\pi}\left(C_1 + C_2\left\{\left|\frac{1}{3}\frac{\eta_0 e^{2i\delta_0}-1}{2i} + \frac{1}{6}\frac{\eta'_0 e^{2i\delta'_0}-1}{2i}\right|^2 + 5\left|\frac{1}{3}\frac{\eta_2 e^{2i\delta_2}-1}{2i} + \frac{1}{6}\frac{\eta'_2 e^{2i\delta'_2}-1}{2i}\right|^2\right\}\right] Y_0$$

$$+ \sqrt{4\pi}\, C_2\left[2\sqrt{5}\,\mathrm{Re}\left\{\left(\frac{1}{3}\frac{\eta_0 e^{2i\delta_0}-1}{2i} + \frac{1}{6}\frac{\eta'_0 e^{2i\delta'_0}-1}{2i}\right)\left(\frac{1}{3}\frac{\eta_2 e^{2i\delta_2}-1}{2i} + \frac{1}{6}\frac{\eta'_2 e^{2i\delta'_2}-1}{2i}\right)^*\right\} + \frac{10\sqrt{5}}{7}\left|\frac{1}{3}\frac{\eta_2 e^{2i\delta_2}-1}{2i} + \frac{1}{6}\frac{\eta'_2 e^{2i\delta'_2}-1}{2i}\right|^2\right] Y_2^0$$

$$+ \sqrt{4\pi}\, C_2\,\frac{30}{7}\left|\frac{1}{3}\eta_2\frac{e^{2i\delta_2}-1}{2i} + \frac{1}{6}\eta'_2\frac{e^{2i\delta'_2}-1}{2i}\right|^2 Y_4^0$$

Nous allons essayer successivement les différentes hypothèses retenues dans les discussions précédentes, concernant l'onde résonante. Nous supposons les paramètres autres que la phase de l'onde résonante constants sur l'intervalle de masse étudié, c'est à dire la largeur du f°, et nous effectuons la moyenne sur l'intervalle 1200-1400 Mev des termes variant rapidement avec la masse.

a) Hypothèse onde D résonante I = 0, alors l'onde D, I = 2 est absente, ce résultat a été obtenu par l'étude du rapport $\pi^+\pi^- / \pi^0\pi^0$

$\eta'_2 = 1$ et $\delta' = 0$

le coefficient de Y_2^0 s'écrit, après intégration sur δ_2

$$\sqrt{4\pi}\, C_2\left[\frac{\sqrt{5}}{2}\left\{\left(\frac{1-\eta_0\cos 2\delta_0}{3}\right) + \frac{1}{6}\left(1-\eta'_0\cos 2\delta'_0\right)\right\}\left(1-\eta_2\langle\cos 2\delta_2\rangle\right) + \frac{10\sqrt{5}}{7}\frac{1}{36}\left(\eta_2^2 - \eta_2\langle\cos 2\delta_2\rangle\right)\right.$$

et celui de Y_4^0

$$\sqrt{4\pi}\; C_2\,\frac{30}{7}\left(\eta_2^2 + 1 - 2\eta_2\langle\cos 2\delta_2\rangle\right)$$

où $\langle\cos 2\delta_2\rangle$ est la valeur moyenne de $\cos 2\delta$ sur l'intervalle de masse considéré $\langle\cos 2\delta_2\rangle = -0{,}43$
Soit R le rapport expérimental des coefficients de Y_2^0 et Y_4^0
R = 2,18

La loi de probabilité de R est différente d'une gaussienne nous donnons ci-dessous un tableau des valeurs de R pour respectivement 1, 2, 3 déviations standards par rapport

aux valeurs observées des coefficients des harmoniques sphériques, par excès et par défaut.

		1	2	3
R	excès	2,75	3,70	5,7
	défaut	1,81	1,54	1,35

L'égalité entre le rapport théorique et le rapport expérimental peut s'exprimer par la relation :

$$(1-\eta_0\cos 2\delta_0) + 1/2\,(1-\eta'_0\cos 2\delta'_0) = \frac{3\sqrt{5}}{7}\left(R-\frac{\sqrt{5}}{3}\right) \times \frac{\eta_2^2+0{,}86\,\eta_2+1}{1+0{,}43\,\eta_2}$$

nous avons tracé sur la figure 37 les courbes représentatives de la fonction

$$Y = \frac{3\sqrt{5}}{7}\left(R-\frac{\sqrt{5}}{3}\right) \times \frac{\eta_2^2+0{,}86\,\eta_2+1}{1+0{,}43\,\eta_2}$$

avec R = 2,18 (trait plein) et les valeurs de R correspondant à 1, 2, 3 écarts standards.

Nous pouvons inclure dans ce diagramme l'information provenant de la comparaison du rapport des hauteurs au niveau du ρ° et du f°, nous avons montré que si $\eta_{\rho_0} = 1$ on doit avoir : $\eta_2 = 0{,}98 \pm 0{,}28$. Nous pouvons d'autre part tracer les droites représentant les limites physiques correspondant au terme de gauche de l'égalité précédente :

0 pour l'absence d'onde S : nous avons déjà vu que cette solution est incompatible, à 7 écarts avec nos résultats

1,5 pour deux ondes S absorbantes

3 : limite extrême puisqu'elle suppose que les deux ondes S sont telles que $\delta_0 = \delta'_0 = \pi/2$ et $\eta_0 = \eta'_0 = 1$.

La solution la plus probable correspond à l'hypothèse de deux ondes S proches d'être résonantes, ce que nous avions exclu dès le début, et ce qui est difficilement concevable, cependant, l'hypothèse de deux ondes S complètement absorbantes est aussi assez probable puisqu'elle correspond à un paramètre d'inelasticité $\eta_2 = 0{,}75$ et à 1,5 écarts standards (en tenant compte de l'écart sur R et sur η_2).

Le nombre de paramètres et le peu de sensibilité statistique empèchentune détermination plus précise des éléments

Nous concluons de cette analyse que nos résultats sont compatibles avec l'hypothèse d'une onde D réscnante dans l'état I = 0 et de la présence d'ondes S qui peuvent être complètement absorbantes (elles sont présentes dans les deux états de spin isotopique I = 0 et I = 2)

b) $\ell = 2 \quad I = 2$

il faut, conformément aux conclusions de l'étude du rapport de branchement $\pi^0\pi^0/\pi^+\pi^-$ inclure une proportion d'onde $\ell = 2 \quad I = 0$ non résonante telle que $\eta_2 \cos\delta_2 = 0,42 \pm 0,10$

pour simplifier l'expression nous prenons $\delta_2 = 0$ et $\eta_2 = 0,42$

les coefficients de Y_2^0 et Y_4^0 deviennent alors :

$$\sqrt{4\pi}\, c_2 \left\{ \frac{\sqrt{5}}{2} \left[\frac{1-\eta_0 \cos 2\delta_0}{3} + \frac{1-\eta'_0 \cos 2\delta'_0}{6} \right] \left[\frac{1}{3}(1-\eta_2) + \frac{1}{6}(1+0,43\eta'_2) \right] + \frac{10\sqrt{5}}{7} \frac{1}{4} \left[\frac{1}{36}(\eta'^2_2 + 1 + 0,86\eta'_2) + \frac{1}{9}(1-\eta_2)^2 + \frac{1}{9}(1-\eta_2)(1+0,43\eta'_2) \right] \right.$$

$$\sqrt{4\pi}\, c_4 \frac{3\sqrt{5}}{7} \frac{1}{4} \left[\frac{1}{36}(\eta'^2_2 + 1 - 0,86\eta'_2) + \frac{1}{9}(1-\eta_2)^2 + \frac{1}{9}(1-\eta_2)(1+0,43\eta'_2) \right]$$

Le rapport peut s'étudier cette fois à l'aide de l'expression :

$$(1-\eta_0 \cos 2\delta_0) + \frac{1}{2}(1-\eta'_0 \cos 2\delta'_0) = \frac{3\sqrt{5}}{14}\left(R - \frac{\sqrt{5}}{3}\right) \frac{\eta'^2_2 + 1 + 0,86\eta'_2 + 4(1-\eta_2)^2 + 4(1-\eta_2)(1+0,43\eta'_2)}{2(1-\eta_2) + 1 + 0,43\eta'_2}$$

soit avec $\eta_2 = 0,42$

$$(1-\eta_0 \cos 2\delta_0) + \frac{1}{2}(1-\eta'_0 \cos 2\delta'_0) = \frac{3\sqrt{5}}{7}\left(R - \frac{\sqrt{5}}{3}\right) \frac{1}{2} \frac{\eta'^2_2 + 1,86\eta'_2 + 4,86}{0,43\eta'_2 + 2,16}$$

Cette relation peut s'étudier de la même manière que pour le cas précédent. Le réseau de courbes correspondant aux valeurs différentes de R est dessiné sur la figure 38, de même que les valeurs caractéristiques des ondes S (résonantes et absorptives) et les verticales correspondent à 2 et 3 écarts standards pour η_2 d'après le rapport ρ^0/ρ^0

Les résultats sont compatibles avec deux ondes S complètement absorbantes et $\eta_2 = 1$. La signification statistique est de 2 écarts standards, provenant de la détermination de η_2 par le rapport ρ^0/ρ^0

C/ Onde S Résonante

Nous n'allons pas nous étendre sur cette hypothèse : nous avons vu qu'une onde S ne permet pas de rendre compte du rapport ρ^0/ρ^0 et ceci avec une signification statistique de 3 écarts standards.

On peut voir que l'hypothèse S résonant I = 0 et deux ondes D telles que $\delta_2 = \delta'_2 = 0$ est compatible avec la distribution angulaire quand on prend par exemple $\eta_0 = 0,7 \quad \eta_2 = \eta'_2 = 0,6$ de même dans l'hypothèse I = 2 on obtient une solution

$\eta_0 = 0,43$ (à partir de la comparaison ρ^0/ρ^0)

$\eta'_0 = 0,7$

$\eta_2 = \eta'_2 = 0,55$

Ceci montre que l'étude de la distribution angulaire ne peut pas servir à déterminer le spin de la résonance mieux que ne l'ont fait les autres comparaisons.

D/ Conclusion

La production des systèmes ρ^0 et f^0 est compatible avec l'hypothèse de l'échange d'un π entre le vertex nucléonique et le vertes mésonique.

On peut rendre compte de la distribution de transfert à la production du ρ^0 et de sa distribution angulaire de désintégration à partir du terme de Born modifié par l'absorption. Il faut cependant introduire une onde S, I = 0 interférant avec l'onde P de désintégration du ρ^0 pour rendre compte de l'asymétrie observée. Nos résultats ne sont pas en contradiction avec l'hypothèse d'une onde S résonante (ε^0). Cependant les valeurs caractérisant la production de ce ε^0 déduites d'expériences précédentes sont incompatibles avec nos résultats : elles conduisent à une proportion trop faible d'onde S au voisinage de la masse du ρ^0.

Les résultats que nous avons obtenus concernant le β^0 s'appuient sur les hypothèses supplémentaires suivantes :

- le vertex pionique peut être décrit en terme de diffusion $\pi\pi$ où les π sont réels.

- l'absorption modifie de manière négligeable les résultats obtenus à partir du terme de [illegible], concernant la comparaison des hauteurs de l'histogramme des masses $\pi^+\pi^-$ au niveau du f° et du ρ°

- le pic observé en mode neutre a pour origine la désintégration en $\pi^\circ\pi^\circ$ du même système que celui produisant le pic en $\pi^+\pi^-$ à la masse du f°

- le fond est isotrope et n'interfère pas avec les termes de l'amplitude de production décrits par l'échange de π.

- une seule onde résonne dans la région de la masse du f°

Les résultats sont les suivants

- la distribution angulaire de désintégration est incompatible avec l'hypothèse d'une onde D pure et d'un fond isotrope n'interférant pas avec l'onde D (ce résultat ne dépend pas des autres hypothèses mentionnées).

- l'hypothèse d'une onde P, non résonante, qui s'ajouterait à l'onde D sans interférer avec celle-ci est exclue (l'interférence est elle-même exclue par l'absence d'asymétrie dans la distribution angulaire de désintégration)

- l'hypothèse d'une onde D résonnante dans l'isospin I = 2 est possible à condition de supposer une diffusion dans l'onde D, I = 0 non négligeable ($\eta_{\omega\varepsilon} = 0{,}42$). L'accord statistique est de 2 écarts standards (cette hypothèse semble par ailleurs exclue d'après les résultats préliminaires d'une expérience $\pi^- d \to pp\pi^-\pi^-$ où aucune structure n'apparait dans le système $\pi^-\pi^-$)

- l'hypothèse d'une onde D résonnante dans l'isospin I = 0 est la plus favorisée, elle suppose une diffusion négligeable dans l'état D,I = 2 et est compatible avec la présence de deux ondes S complètement absorbantes dans les deux états de spin isotopique. (Accord statistique 1,5 écarts standards)

La conclusion la plus significative est que l'onde D résonnante est favorisée par rapport à l'onde S

résonnante. Le spin isotopique n'est pas, contrairement à ce que l'on pourrait penser, déterminé par l'observation du rapport de production neutre/chargé, à cause de l'interférence entre les deux ondes D de spins isotopiques différents.

TROISIEME PARTIE

ETUDE DE LA REACTION $\pi^+ d \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$

Etude de la Réaction $\pi^+ d \rightarrow pp\,\pi^+\pi^-\pi^0$

La figure 25 montre la distribution des masses $\pi^+\pi^-\pi^0$. Mis à part le pic du ω^0 aucune structure significative n'apparait. La distribution angulaire de la normale au plan de désintégration du ω^0 dans son propre système du centre de masse, quand on prend comme axes de référence, d'une part la direction du π^+ incident, d'autre part la normale au plan de production, est compatible avec l'isotropie, la distribution en transfert du π^+ incident au ω^0 ne présente pas d'accumulation particulière, enfin la largeur expérimentale est compatible avec la résolution expérimentale, de l'ordre de 40 Mev. Nous excluons dans l'étude qui suit les événements de la région du ω^0 .

A/ Etude des Evénements en dehors de la région du ω^0

Une manière commode pour étudier ces événements est de les classer en fonction des différents ϱ produits, nous allons donc étudier successivement les systèmes dipions, voir dans chaque cas les corrélations possibles avec le N^* et enfin indiquer l'influence sur le système $\pi^+\pi^-\pi^0$ des différentes sélections ainsi obtenues.

Les figures 26, 27, 28 présentent les distributions des masses $\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^0$, $\pi^-\pi^0$ respectivement, les parties hachurées représentent ces mêmes distributions lorsque l'on effectue une coupure sur le carré du quadrimoment transféré (T) du π^+ incident au système dipion correspondant. Seuls les événements tels que $T > -0{,}3$ Gev^2/c^4 ont été retenus.

Les trois distributions sont très différentes le $\pi^+\pi^-$ et $\pi^+\pi^0$ montrent une forte production de ρ alors que le $\pi^-\pi^0$ en laisse deviner une production possible, mais en tous cas faible. D'autre part les dépendances des ρ^- et ρ^0 avec le transfert sont très différentes : le ρ^- est produit à beaucoup plus faible transfert que le ρ^+. Une autre manière de s'en convaincre est de tracer les distributions de transfert (figure 29) pour les événements tels que les masses des systèmes $\pi^+\pi^-$ et $\pi^+\pi^0$ soient comprises entre 0,65 et 0,85 Gev /c². La distribution est piquée vers les valeurs proches de 0 pour le $\pi^+\pi^-$ et est plate en ce qui concerne le $\pi^+\pi^0$.

Ceci suggère un mécanisme périphérique pour la production du ρ^0.

1) Etude du ρ^0

Le diagramme avec échange de π s'impose alors Les tests du périphérisme sont les suivants :

- distribution de transfert : nous avons vu qu'elle est effectivement rapidement décroissante lorsque le transfert augmente en valeur absolue. La pente exponentielle est de l'ordre de 6,5 $(Gev^2/c^4)^{-1}$
- l'échange de π , prévoit, si l'on néglige l'absorption, une distribution isotrope de l'angle de Yang et Treiman (angle des plans (π^+ incident, π^+ émergent), (π^+ incident, n)) dans le système de centre demasse de la résonance. La figure 30 montre cette distribution, elle est compatible avec l'isotropie.
- la distribution angulaire de désintégration du ρ^0 doit pouvoir être étudiée de manière similaire à l'étude du chapitre III. Le manque de statistique empêche une étude aussi détaillée.

La figure 31 montre la distribution de cos θ , θ étant l'angle entre le π^+ incident et le π^+ sortant, dans le système de centre de masse du ρ°. Cette distribution est asymétrique le paramètre d'asymétrie est 0,26 ± 0,16 , compatible avec les autres résultats concernant le ρ°. D'autre part une analyse par une méthode de moments montre que la distribution angulaire est compatible avec une amplitude d'onde P, interférant avec une onde S. Ici encore la limitation de la statistique ne permet pas de comparer avec précision les proportions d'onde S et P avec celles obtenues dans le chapitre précédent. Cependant ces proportions sont comparables.

Le diagramme précédent favorise la production de N^* associé au ρ°. La figure 32 montre la distribution des masses $P\pi^\circ$, les événements hachurés sont ceux correspondant au ρ° on voit que le pic à basse masse dans le système $P\pi^\circ$ est en majorité constitué d'événements appartenant au ρ° : la production associée $N^*\rho^\circ$ est prédominante.

Le pic du ρ° est constitué de 54 événements au dessus du fond ce qui correspond à une section efficace de 114 ± 18 µb

La masse est estimée à 760 ± 20 Mev

La largeur expérimentale comprise entre 150 et 200 Mev.

La distribution de masses $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ lorsque l'on ôte les événements ρ° ne présente aucune structure particulière.

2) Etude du ρ^+

Comme nous l'avons dit, la production du ρ^+ ne peut pas s'interpréter aussi simplement que celle du ρ°. Lorsque l'on ôte les événements ρ°, le nombre d'événements du ρ^+ au dessus du fond n'est pas affecté : ceci indique que les productions de ces deux ρ sont non corrélées.

La production de $N^*(P\pi^-)$ est importante comme le montre la figure 33. Les événements hachurés sont ceux

correspondant à la production de ρ^+, la correlation $\rho^+ N^*$ est ici pratiquement inexistante, ce qui est un autre indice de la différence entre les processus de production du ρ^o et du ρ^+

Le nombre d'événements, au dessus du fond dans la région de masses 0,65, 0,85 Gev/c est égal à 85 ± I2 auquel correspond une section efficace de I80 ± 25 µb. La valeur moyenne de la masse est 755 ± 25 Mev, la largeur comprise entre I50 et 200 Mev. La distribution de masse $\pi^+\pi^-\pi^o$ quand on sélectionne les événements appartenant au ρ^+, sans ρ^o, ne présente aucune structure particulière. On tire une conclusion analogue quand on étudie le lot ne contenant ni ρ^+ ni ρ^o, de même lorsque l'on élimine les événements dont la masse effective $\pi^- p$ se trouve dans la région du N^*(I238).

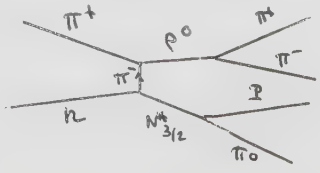
3) Etude du système $\pi^-\pi^o$

La production de ρ^- est très faible. Cependant lorsque l'on ôte les événements correspondants au ρ^o et au ρ^+ la légère indication d'une production de ρ^- semble s'améliorer sans devenir toutefois statistiquement significative (figure 34)

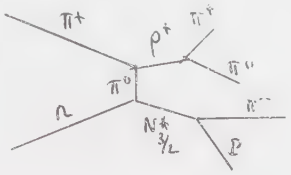
La production de $N^*(p\pi^+)$ I238, est beaucoup moins évidente que pour les deux autres modes (figure 35). Lorsque l'on ôte les événements correspondant au ρ^o la distribution ne montre pas plus clairement de N^*, lorsque l'on ôte aussi les événements correspondants au ρ^+, le nombre d'événements dans cette région devient très faible. La production de ρ^- est estimable à I0 ± I0 événements soit 22 ± 22 µb, à partir de l'histogramme de la figure 34.

B/ Discussion

La production du ρ^o de manière périphèrique, associé au N^* suggère un mécanisme décrit par le diagramme



Mais alors on peut évaluer le rapport de branchement entre la production N^* décrite par le diagramme précédent et la production $\rho^+ N^*(p\pi^-)$ décrite par le diagramme



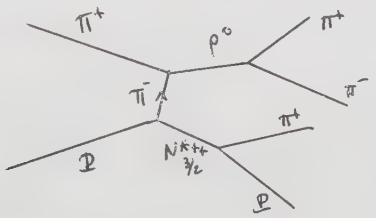
En effet à cause de l'invariance de charge le vertex $(\pi^+\pi^0\rho^0)$ est égal au vertex $(\pi^+\pi^0\rho^+)$ d'autre part le vertex $(n\,\pi^-\,N^{*+})$ est égal à $\frac{1}{\sqrt{2}}\,(n\,\pi^0\,N^{*0})$ (compte tenu des coefficients de Clebsh-Gordan)

Les sections efficaces de productions $\sigma(\rho^0 N^{*+})$ et $\sigma(\rho^+ N^{*0})$ sont donc liées par : $\sigma(\rho^+, N^{*0}) = 2\sigma(\rho^0, N^{*+})$

Comme l'on n'observe que certains produits de désintégration du N , des facteurs 2/3 et 1/3 s'introduisent respectivement à gauche et à droite de l'égalité précédente.
La relation est donc $\sigma(\rho^+, N^* \to p\pi^-) = \sigma(\rho^0, N^* \to p\pi^0)$
Cette relation n'est pas vérifiée expérimentalement : le ρ^0 et le ρ^+ ont des sections efficaces comparables mais sont produits par des processus différents comme l'indique la distribution de transfert, et l'étude des N^* associés.

On peut aussi comparer nos résultats à la production $N^{*++}\rho^0$ observée dans les interactions $\pi^+ p \to \rho^0\, N^{*++} \to p\pi^+$ ($\rho^0 \to \pi^+\pi^-$)

où le π^+ incident a une impulsion de 8 Gev/c (14)



Le diagramme explique vraisemblablement cette production. On s'attend à un rapport de branchement $\sigma(\pi^+ n \to \rho^0, N^* \to p\pi^+)/\sigma(\pi^+ p \to \rho^0, N^{*++}) = 2/9$ d'après les coefficients de Clebsch-Gordan. La variation de la

section efficace avec l'impulsion incidente dépend d'une part de la variation du flux incident, d'autre part des limites différentes en transfert. Les deux effets ont tendance à se compenser. Au total entre 6 Gev/c et 8 Gev/c la variation est:

$\sigma(6\,\text{Gev}) / \sigma(8\,\text{Gev}) = {}^{8}/_{6} \times {}^{10}/_{11} = 1,2$

La section efficace à 8 Gev/c est (14) :

0,43 ± 0,04 mb

à 6 Gev/c elle est 0,114 ± 0,02 mb

soit un rapport 0,265 ± 0,034 à comparer à la valeur théorique 2/9 x 1,2 soit 0,27

Les deux quantités sont donc tout à fait compatibles.

Ceci montre que le modèle d'échange de π semble correct quand on compare deux diagrammes impliquant l'échange d'un π^- entre les deux vertex. En revanche il apparait d'après nos résultats, que ce modèle ne s'applique pas quand on remplace le π^- par un π^0. Une comparaison analogue ne peut être faite dans les interactions $\pi^+ p$, car un échange de π^0 implique la production $\pi^+ p \to \rho^+_{\hookrightarrow \pi^+\pi^0}\ N^{*+}_{\hookrightarrow p\pi^0\omega}\ \text{ou}\ \pi^+$ c'est à dire la production de deux particules neutres.

La distributon de masse $\pi^+\pi^-\pi^0$, malgré les différentes sélections effectuées, ne laisse apparaitre aucune structure significative dans les régions du A1 et du A2 dont on a déjà observé les modes chargés (20) et neutres (21) résonances se désintégrant en $\rho\pi$ et de spin isotopique 1.

Le A2 neutre doit se désintégrer en proportion égale en $\pi^+\rho^-$ et $\pi^-\rho^+$, il en va de même du A1 s'il est vraiment une résonance. L'estimation de la section efficace de production de ρ^- permet de donner une limite supérieure à la production des particules de spin isotopique 1 se désintégrant en $\rho\pi$: 44±44 mb pour l'ensemble de la distribution $\pi^+\pi^-\pi^0$. Si l'on suppose que tout le ρ^- est produit par l'intermédiaire des A1 et A2, la section efficace précédente est aussi celle de la production de l'ensemble des deux résonances.

APPENDICE I

Espace des Phases Pondéré par une Distribution en Transfert

Dans la mesure où la distribution en transfert ne dépend pas trop fortement des masses produites, c'est à dire des structures particulières, produites par un autre mécanisme, on peut définir un "espace des phases périphèrique" qui englobe la dépendance en transfert soit expérimentalement déterminée, soit déduite d'un modèle périphèrique: terme de Born, absorption en échange de pôle de Regge.
Le calcul s'effectue de la manière suivante:
Soit $\frac{1}{(2\pi)^{9/2}} \frac{d^3\vec{P}_p}{2E_p} \frac{d^3\vec{P}_{\pi^+}}{2E_{\pi^+}} \frac{d^3\vec{P}_{\pi^-}}{2E_{\pi^-}} \delta(\vec{P}_p+\vec{P}_{\pi^+}+\vec{P}_{\pi^-}-\vec{P}) \delta(E_p+E_{\pi^+}+E_{\pi^-}-E) = \Phi V$
l'élément de volume de l'espace des phases de l'interaction π^--nucléon conduisant à $p\pi^+\pi^-$ où $\vec{P}_p, E_p$, $\vec{P}_{\pi^+}, E_{\pi^+}$, $\vec{P}_{\pi^-}, E_{\pi^-}$, $\vec{P}, E$ sont les énergies et impulsions respectivement du proton d'interaction, du π^+, du π^-, et du centre de masse de l'interaction.

La section efficace différentielle s'obtient en multipliant cet élément de volume par le module du carré de l'élément de matrice de production. Un élément de matrice constant conduit à l'espace des phases habituel. Ici nous prenons comme multiplicateur la probabilité de produire un événement à transfert au système $\pi^+\pi^-$ égal à Δ^2 où
$\Delta^2 = -(E_{\pi^+}+E_{\pi^-}-E_{inc})^2 + (\vec{P}_{\pi^+}+\vec{P}_{\pi^-}-\vec{P}_{inc})^2$ où $\vec{P}_{inc}, E_{inc}$ concerne le π^+ incident
soit $\psi(\Delta^2)\, d(\Delta^2)$ cette probabilité.
La section efficace différentielle par rapport à la masse du système $\pi^+\pi^-$ s'écrit alors $F(M)dM = \frac{dM}{\Phi} \int dV\, \psi(\Delta^2)\, \delta(\Delta'^2-\Delta^2)\, \delta(M-M_4)\, d(\Delta'^2)$

où $M_1^2 = (E_{\pi^+} + E_{\pi^-})^2 - (\vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-})^2$ est le carré de la masse effective $\pi^+\pi^-$

Cette fonction dépend ainsi de l'énergie π-nucléon dans son propre système du centre de masses; elle est facilement obtenue par un programme d'espace des phases qui prend en compte un élément de matrice donné. Pour obtenir l'espace des phases sur le deutérium il faut encore faire la moyenne de F (M, E) dMdE sur la distribution de Hultèn. On obtient

$$G(M)\,dM = dM \int F(M,E)\,\delta(E - E\vec{p})\,|\,\Phi(\vec{p})|^2\,dE\,d^3\vec{p}$$

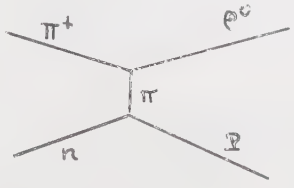
où $E\vec{p}$ est la valeur de l'énergie π-nucléon correspondant à une impulsion $\vec{p}$ du neutron d'interaction dans le système du laboratoire.

APPENDICE II

Le Modèle Périphérique avec Absorption

Le modèle des Pôles de Regge

La section efficace et sa déperdance avec le transfert évalué à partir d'un terme de Born par exemple du type :



est tout à fait inapte à décrire les interactions $\pi^+ n$ à haute énergie. Ceci provient de ce que la section efficace prévue a une dépendance avec l'énergie qui conduit à une violation de l'unitarité. D'autre part la pente de la distribution en transfert prévue est beaucoup plus plate que ce qui est observé.

Une manière de forcer le modèle à prévoir le bon résultat est d'attribuer aux vertex $\pi\pi\rho^o$ et $\pi n P$ des facteurs de forme phénoménologiques, fonction du transfert. Ces facteurs présentent l'inconvénient d'être des données extérieures à la théorie et de ne pouvoir être définis uniquement comme fonction de Vertex dépendant seulement du transfert. L'analyse des résultats expérimentaux montre que ces facteurs de forme devraient varier avec l'énergie, ils ne peuvent donc être assimilés à des fonctions résultant d'une interaction compliquée entre les trois particules à chaque vertex. D'autre part le modèle ne prévoit pas d'autres corrélations entre les

deux vertex que la direction de la particule échangée si celle-ci est un π . Ceci est contraire à l'observation de corrélation entre le plan $h\ell$ et le plan de désintégration du ρ^o

Parmi les modèles proposés pour "améliorer" le terme de Born, deux connaissent un succès certain. Le premier, le modèle périphérique avec absorption prévoit correctement le comportement de la section efficace avec le transfert ainsi que la matrice densité décrivant les corrélations évoquées plus haut, ceci uniquement lorsque la particule échangée est un π . L'autre remplace la particule échangée par la trajectoire de Regge correspondante et conduit à une évaluation correcte de la section efficace et de la dépendance avec le transfert même si la particule échangée est vectorielle (ref 22).

A/ Le Modèle d'Absorption

La notion d'absorption a été utilisée pour tenir compte de ce que les particules, par exemple du graphe précédent, peuvent intéragir dans un canal inélastique avant d'intéragir par échange du π , la section efficace est ainsi diminuée par rapport à la prédiction du terme de Born. Le même phénomène est invoqué pour les particules de l'état final qui peuvent elles aussi intéragir de manière inélastique. Cette manière de voir peut être explicitée dans un traitement non relativiste à l'aide des amplitudes de Born généralisées .

Supposons que U^+ et U^- décrivent l'ensemble des interactions entre les systèmes initiaux et finals, à l'exclusion de la transition $\pi^+\ell \to \rho^o\ell$ prise en compte par un potentiel V qui représente l'échange du π . Si les interactions U^+ et U^- peuvent être connues exactement et V traité en perturbation (ceci est vraisemblablement le cas car à haute énergie un canal particulier a une contribution faible à l'ensemble de l'interaction). L'amplitude de transition

entre l'état initial et l état final peut s'écrire :

$$M_{fi} = \langle \Psi_f^- | V | \Psi_i^+ \rangle$$

où Ψ_i^+ et Ψ_f^- sont respectivement les ondes sortantes de l' interaction de l'état initial et les ondes entrantes de l' interaction de l'état final (23). Les interactions U^+ et U^- ne sont intéressantes dans le cas qui nous occupe que par leur canal élastique, elles peuvent donc être décrites par des potentiels optiques (complexes) qui tiennent compte de la perte d'amplitude (absorption) dans les autres canaux.

On montre que à haute énergie et à faible transfert les fonctions d'ondes respectivement sortantes et entrantes de U^+ et U^- peuvent être approchées par la méthode de l'eikonal ce qui permet d'écrire

$$\psi^{\pm}(\vec{b},z) = e^{i\vec{q}\vec{r}} e^{-\frac{i}{v}\int_{-\infty}^{z} U^{\pm}(\vec{b}+\vec{n}.z')\,dz'}$$

où V est la vitesse relative, l'axe z est choisi suivant la direction $\vec{n} = (\vec{q}+\vec{q}')/|\vec{q}+\vec{q}'|$, $\vec{b}$ est le vecteur paramètre d' impact perpendiculaire à $\vec{n}$. En reportant les fonctions dans M_{fi} et en exprimant le potentiel V en fonction de $\vec{b}$ et z on obtient une expression compliquée, difficilement utilisable.

Deux types d'approximation permettent de simplifier beaucoup l'expression de M_{fi} :

- les potentiels U^- et U^+ sont les mêmes, plus précisèment $U^{(-)*} = U^+ = U$

$$M_{fi} = 2\pi \int_0^{\infty} J_0(\delta b)\, \exp[i\chi(b)]\, B(b)\, b\, db \qquad (1)$$

où $J_0(x)$ est la fonction de Bessel d'ordre 0

$$\chi(b) = -\frac{1}{v}\int_{-\infty}^{+\infty} U(\vec{b}+\vec{n}z)\,dz$$

$$B(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} V(\vec{b}+\vec{n}z)\,dz$$

$\vec{\delta}$: transfert c'est à dire $\vec{q}'-\vec{q}$

- la portée de V est très inférieure aux portées de U^- et U^+ alors

$$M_{fi} = 2\pi \int_0^{\infty} b\,db\, J_0(\delta b)\, \exp\left[\frac{i}{2}\left(\chi^+(b)+\chi^-(b)\right)\right] \qquad (2)$$

les quantités χ^+ et χ^- sont exprimables en terme d'amplitude élastique dans l'état initial et final. A haute énergie et faible transfert ces amplitudes ont une forme particulièrement simple : à $\Delta^2 = 0$ la valeur donnée par le théorème optique, à $\Delta^2 \neq 0$ l'amplitude est imaginaire pure et en décroissance exponentielle on obtient :

$$\exp(i\chi(b)) = 1 - \frac{\sigma_T}{4\pi A} \exp(-b^2/2A) \qquad (3)$$

A est la pente exponentielle de l'amplitude.

Ainsi si l'on admet les différentes étapes parcourues, les seules quantités entrant dans l'expression finale sont : le potentiel V décrivant l'échange d'un π, la connaissance des sections efficaces élastiques dans les états initiaux et finals. Celle de l'état initial est généralement bien connue, une hypothèse simplicatrice consiste à prendre l'amplitude élastique de l'état final égale à celle de l'état initial, ce qui justifie du même coup l'utilisation de la formule (1). Notons que (2) est peu justifiée dans l'exemple choisi plus haut car le terme d'échange de un seul π est l'interaction forte ayant la plus longue portée. Il est donc difficile d'admettre que la portée de V, est dans ce cas inférieure à celle de U^+ et U^-.

Les différentes hypothèses effectuées jettent un doute sur la validité d'une telle théorie, en particulier, le traitement par potentiels des interactions à haute énergie est douteux. L'hypothèse faite sur la similitude des interactions dans l'état initial et final est sans fondement sérieux. L'extension de la relation obtenue aux interactions entre particules relativistes ne peut donc se faire qu'à titre d'hypothèse.

L'analyse de la relation (1) met en évidence : les effets de l'absorption sur la distribution en transfert, le terme exp ($i\chi$), égal à 1 pour le terme de Born, est une fonction croissante de b (cf relation 3) et tend vers 1 pour $b \to \infty$ or on sait que b est lié au moment angulaire relatif

des particules interagissant : à faible paramètre d'impact seuls les moments angulaires peu élevés interviennent de manière non négligeable. La contribution des moments angulaires faible est donc réduite par rapport à celle obtenue par le terme de Born. Cette technique d'élimination avait déjà été utilisée avant l'introduction du modèle d'absorption pour modifier le terme de Born ; on se contentait alors de supprimer arbitrairement tous les moments angulaires inférieurs à une valeur de l'ordre de 5. (Ref 24)

L'autre conséquence importante du modèle est l'apparition de correlations entre les produits de désintégration des particules produites aux deux vertex. Ceci est compréhensible, car, pour reprendre l'exemple précédent, l'absence de corrélation entre le plan de production et le plan de désintégration s'exprime par le fait que le ϱ est produit dans une onde Y_1^0 , si l'on prend pour axe de quantification la direction du π incident, en effet le π étant décrit par une onde plane, sa décomposition en harmoniques sphériques ne fait intervenir que des Y_L^0 . Dès qu'il y a de l'absorption c'est à dire diffusion élastique dans l'état initial ou final la direction du π incident cesse d'être un axe de référence privilégié pour le centre de masse du ϱ.

Le calcul de la matrice densité attendue pour la désintégration du ϱ necessite que soit correctement tenu compte des spins des particules entrant en jeu. Ceci peut être fait assez aisément par l'intermédiaire de la décomposition de l'amplitude totale (y compris les termes d'absorption) en amplitudes invariantes de moment angulaire total et d'hélicité. Dans l'approximation des interactions à faible transfert (qui sont d'ailleurs favorisées par l'absorption) on peut exprimer le moment angulaire total en termes de paramètre d'impact et ainsi modifier de manière simple la relation précédemment trouvée, la nouvelle relation s'écrit :

$$\langle \lambda_c \lambda_d | T(x) | \lambda_a \lambda_b \rangle = \exp\left[\tfrac{i}{2}\chi^-(x)\right] \langle \lambda_c \lambda_d | B(x) | \lambda_a \lambda_b \rangle \exp\left[\tfrac{i}{2}\chi^+(x)\right]$$

$$\text{et} \quad \langle \lambda_c \lambda_a | M | \lambda_d \lambda_b \rangle = \int_0^\infty x\,dx \langle \lambda_c \lambda_d | T(x) | \lambda_a \lambda_b \rangle J_n(\omega x)$$

où $n = \lambda_c - \lambda_d - \lambda_a + \lambda_b$ $\quad \omega = 2 \sin \theta/2$ $\quad \theta$: angle de diffusion.
$x = q.b$

pour obtenir B (x), il faut calculer B d'après les règles de Feyman, décomposer chaque amplitude en harmoniques sphériques et exprimer celles-ci en terme de paramètre d'impact.
Les éléments de matrice densité s'écrivent alors :

$$\rho^{\lambda_c \lambda_d'}_{\lambda_c \lambda_d} = \sum_{\lambda_a \lambda_b} \langle \lambda_c' \lambda_d' | M | \lambda_a \lambda_b \rangle \langle \lambda_a \lambda_b | M | \lambda_c \lambda_d \rangle$$

en terme d'hélicité, lorsqu'il s'agit du ρ, seul son spin est observé, le terme devient donc :

$$\rho_{\lambda\lambda'} = \sum_{\lambda_n \lambda_p} \langle \lambda_p \lambda' | M | \lambda_n \rangle \langle \lambda_n | M | \lambda_p \lambda \rangle$$

il suffit alors d'exprimer la matrice densité en termes de ses éléments dans le système du ρ au repos, quantifié sur la direction du π incident par une rotation convenable effectuée dans ce dernier système. C'est de cette manière qu'ont été calculés, avec inclusion du ε°, les termes donnés au chapitre III et qui sont en excellent accord avec l'expérience.

Le modèle présente cependant deux sérieuses difficultés quand on le compare aux résultats expérimentaux. La valeur de la section efficace, bien que fortement diminuée par rapport au terme de Born (par un facteur de l'ordre de 100) est encore environ 3 fois trop grande, bien que la pente en fonction du transfert soit correcte. On peut tenir compte en introduisant un coefficient de réduction "ad hoc" qui vient de ce que le modèle n'inclut qu'approximativement la condition d'unitarité. On peut aussi laisser libre la section efficace totale σ dans l'expression du terme d'absorption (3) et l'ajuster au mieux sur les résultats expérimentaux (ceci permet d'augmenter l'absorption et donc de diminuer la section efficace dans le canal étudié)

Les prédictions aussi bien en ce qui concerne la pente que la valeur de la section efficace sont incorrectes lorsque la particule échangée est vectorielle : ceci a été mis en évidence par l'étude de processus impliquant l'échange d'un ρ (production de A par exemple) (22)

B/ Modèle des Pôles de Regge

Le modèle d'échange de trajectoire de Regge est une expression de la valeur asymptotique de l'amplitude de diffusion quand l'energie augmente. Il n'est pas lié à la théorie des perturbations en termes du coefficient de couplage des interactions fortes comme l'est le terme de Born. Nous ne nous étendrons pas sur les développements de ce modèle, qui sont loin d'être achevés.

Notons les résultats suivants :

- il décrit correctement la section efficace et la dépendance avec le transfert aussi bien en ce qui concerne la trajectoire du π (ref 25) que celle du ρ, utilisée pour décrire les réactions d'échange de charge.

- il peut donner lieu à des correlations entre les produits de désintégration des particules produites, même pour la trajectoire du π ; cependant, à notre connaissance, aucune prédiction n'a encore été calculée sur ce point.

CONCLUSION

L'étude des systèmes $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ a permis de mettre en évidence :

- la production périphérique du ρ^0, la nécessité de la présence d'une onde S, I = 0 interférant avec le ρ^0, onde qui peut être résonnante (ε_0).

La proportion d'onde S nécessaire pour rendre compte de la distribution observée est incompatible avec les valeurs obtenues dans les expériences précédentes pour caractériser le ε^0, masse, largeur, proportion.

- la production périphérique du f^0. L'ensemble des informations concernant le rapport de branchement neutre/chargé, le rapport des hauteurs de l'histogramme au niveau du ρ^0 et du f^0, et la distribution angulaire de désintégration favorise le spin 2 et l'isospin 0 pour le f^0, cependant l'isospin 2, bien que moins probable, n'est pas exclus.

- Une indication pour une nouvelle résonance dans le système $\pi^+\pi^-$, le G, de masse 1,69 Gev/c^2, de largeur 170 Mev et de spin isotopique probablement différent de 2.

L'étude du système $\pi^+\pi^-\pi^0$ a permis, à partir de l'étude des différents ρ produits, de conclure à l'absence de A neutre se désintégrant en $\rho\pi$ (section efficace 44 ± 44 µb).

REFERENCES

1) G. de LA Gorgue de Rosny - Thèse 3ème cycle ORSAY I964

2) J. Goldberg - J.M. Perreau : Un faisceau d'usage général à deux étages de séparation électrostatique au PS CERN-TC- 63- I2 (1963)

3) MORAVSICK Nucl. Phys. 7 113 (1958)

4) Chew, Goldberger Phys- Rev- 87 778 (1952)

5) W.F. Baker, E.W. Jenicinsi, T.F. Icycia, R.H. Phillips, Al Read, K.F. Riley, H. Ruderman
Conférence Internationale de Sienne (1963)

6) P. Fleury Thèse Paris (à paraitre)

7) G. Goldhaber- J.L. Brown, S. Goldhaber, J.H. Kadyck, B. Shen, G.H. Trilling : Phys Rev Letters 12- 330 (1964)

8) M. Abolins, R.L. Lander, W.A.Mehlop, N.Xuong and P.M.Yager : Phys Rev Letters 11 381 (1963)
S.U.Chung, O.I.Dahl, R.I.Hess, G.R.Kalbfleisch, J. Kirz, D.H.Miller, G.A.Smith : Conférence Internationale de Sienne (1963)

9) Benson, Lovell, Marquit, Roe Sinclair, Vandervelde, Weaver : Phys Rev Letters 12- 21 (1964)
Gelfand, Lugens, Nussbaum, Steinberger, Bugg, Condo Phys Rev Letters 12- 567 (1964)

10) Cocconi, Lillethun, Scanlon, Stahlbranot, Tung, Walters, Wetherer : Phys Lett 8- 134 (1964)

11) J.F Detoeuf, Y.Ducros, J.P.Merlo, A.Stirling, B.Thenevet : Phys Lett. 8- 74 (1964)

12) Jackson- C.E.R.N. TH 416 Avril 1964

13) C.E.R.N. Ecole Polytechnique- Orsay- Milan- Saclay Phys Lett. 17, 354 (1965)

14) Lindenbaum- Conférence d'Oxford 1965- P 121

15) Ferrari, Selleri, Suppl. Nuevo Cimento 24, 453 (1962)

16) K.Gottfried, J.D.Jackson, Nuevo Cimento 34, 735, (1964)

17) Loyal Durand, III, Yam Tsi Chiu Phys Rev Lett 14- 329- (1965)
Hagopian, W.Selove, Alitti, Baton, Neveu-René, Gessaroli, Romano : Phys Rev Lett 14, 1077 (1965)

18) I.Derado, V.P.Kenney, J.A.Poirier, W.D.Shephard : Phys Rev Lett 14, 872, (1965)

19) L.D.Jacobs and W.Selove : Phys Rev Lett 16- 669 (1966)

20-21) G.Goldhaber Lecture at the second Coral Gables Conference (1965) P. 5

22) Barmawi, Efins Prepint Juillet 1965

23) Messiah Mécanique Quantique II P. 720

24) A.Dar, W.Tobocman : Phys Rev Lett. 12, 511 (1964)

25) M.Barmawi Phys. Rev 142, 1088 (1966)

TABLE DES MATIERES

			Page
INTRODUCTION			
PREMIERE PARTIE			
CHAPITRE I	:	Les interactions sur deutérium	5
CHAPITRE II	:	Séparation des événements en différentes classes.	11
CHAPITRE III	:	Détermination de l'efficacité de dépouillement- Evaluation de la section efficace.	17
DEUXIEME PARTIE			
CHAPITRE I	:	La réaction $\pi^+ d \rightarrow pp\,X^0$	23
CHAPITRE II	:	La réaction $\pi^+ d \rightarrow pp\,\pi^+\pi^-$	28
CHAPITRE III	:	Etude des distributions angulaires de désintégration du ρ^0 et du f^0 spin isotopique du f^0	38
TROISIEME PARTIE			
		Etude de la réaction $\pi^+ d \rightarrow pp\,\pi^+\pi^-\pi^0$	67
APPENDICE I			73
APPENDICE II			75
CONCLUSION			82
BIBLIOGRAPHIE			

Distribution des protons rapides

fig 1

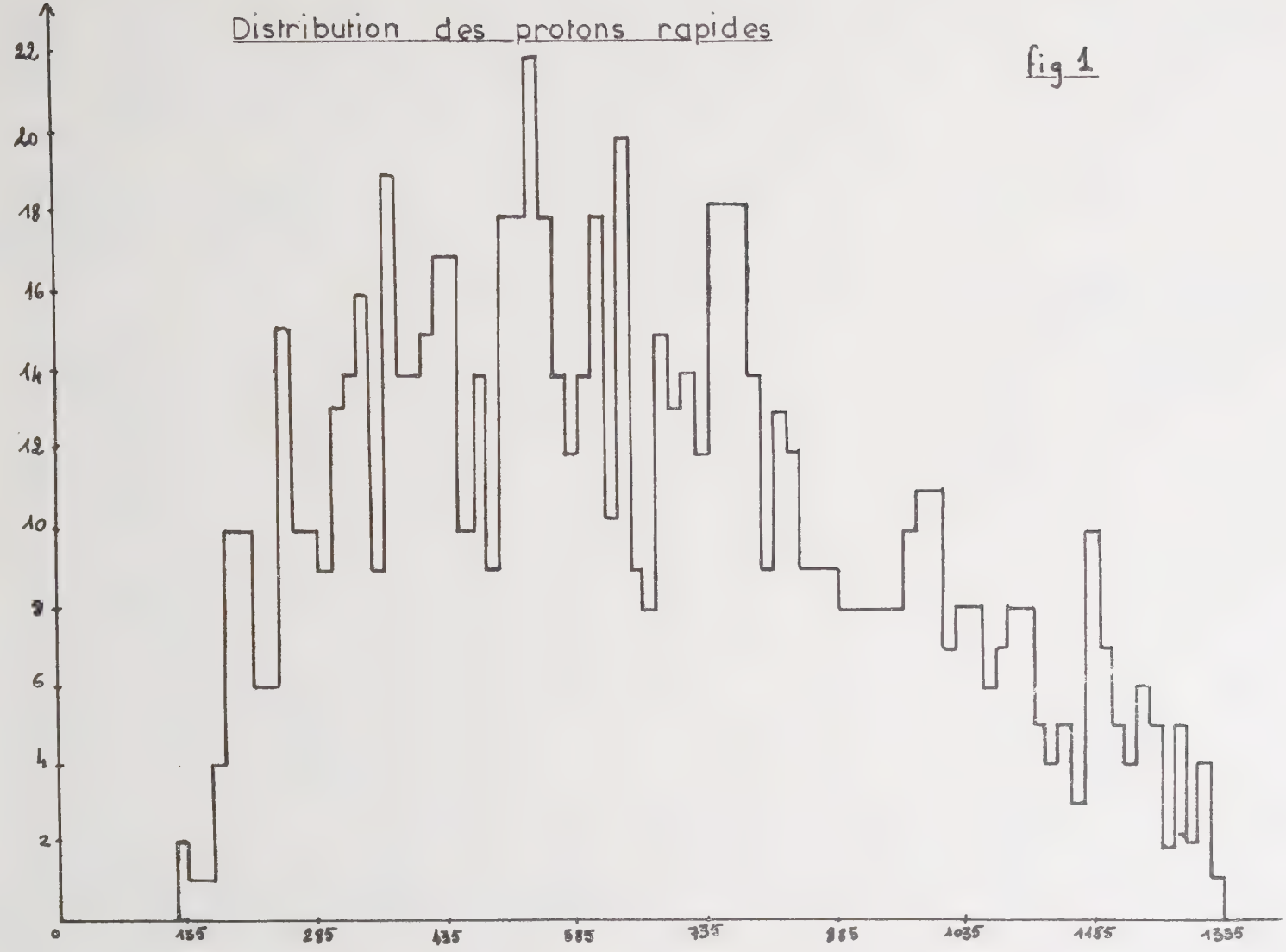


Fig 2

Distribution du proton lent

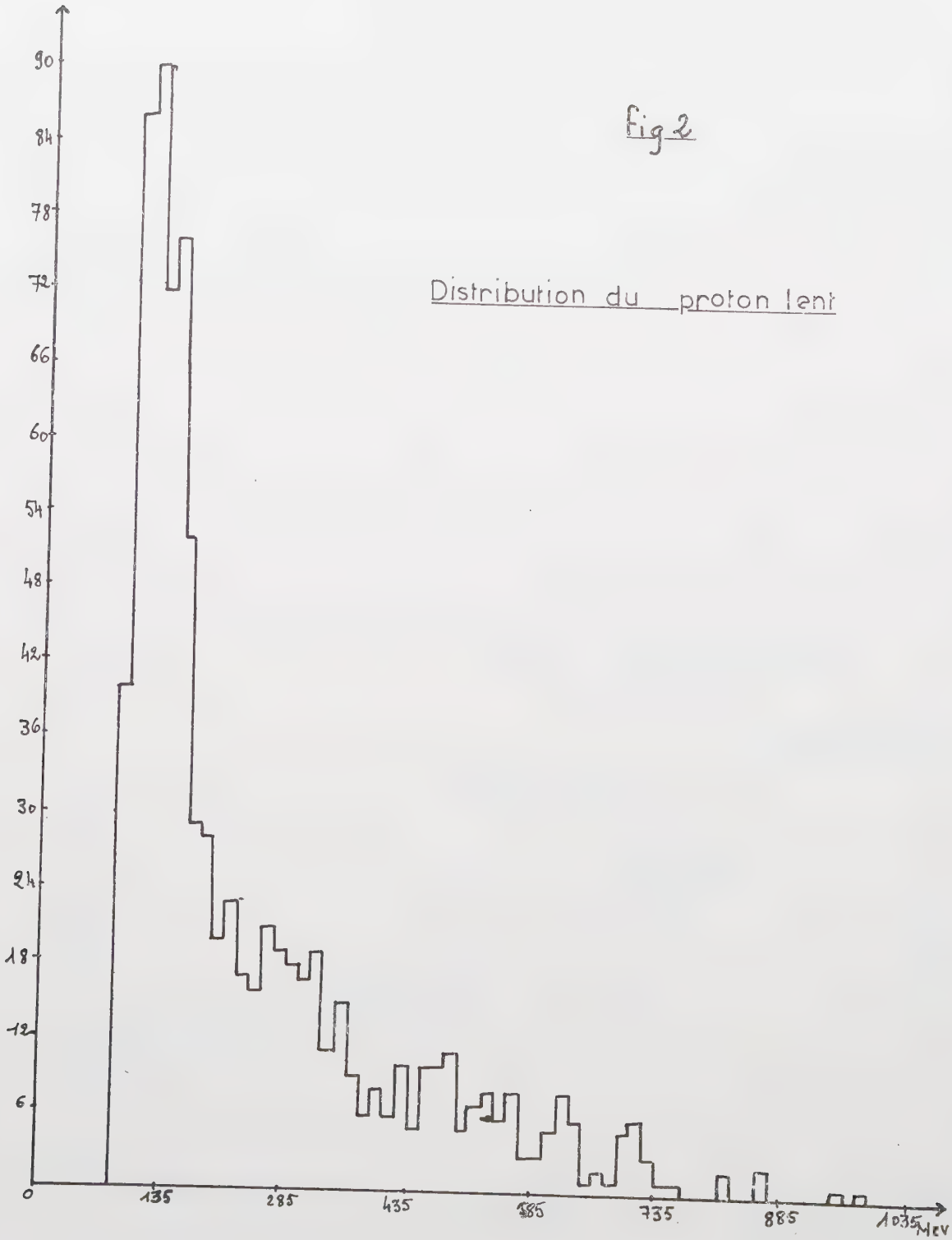
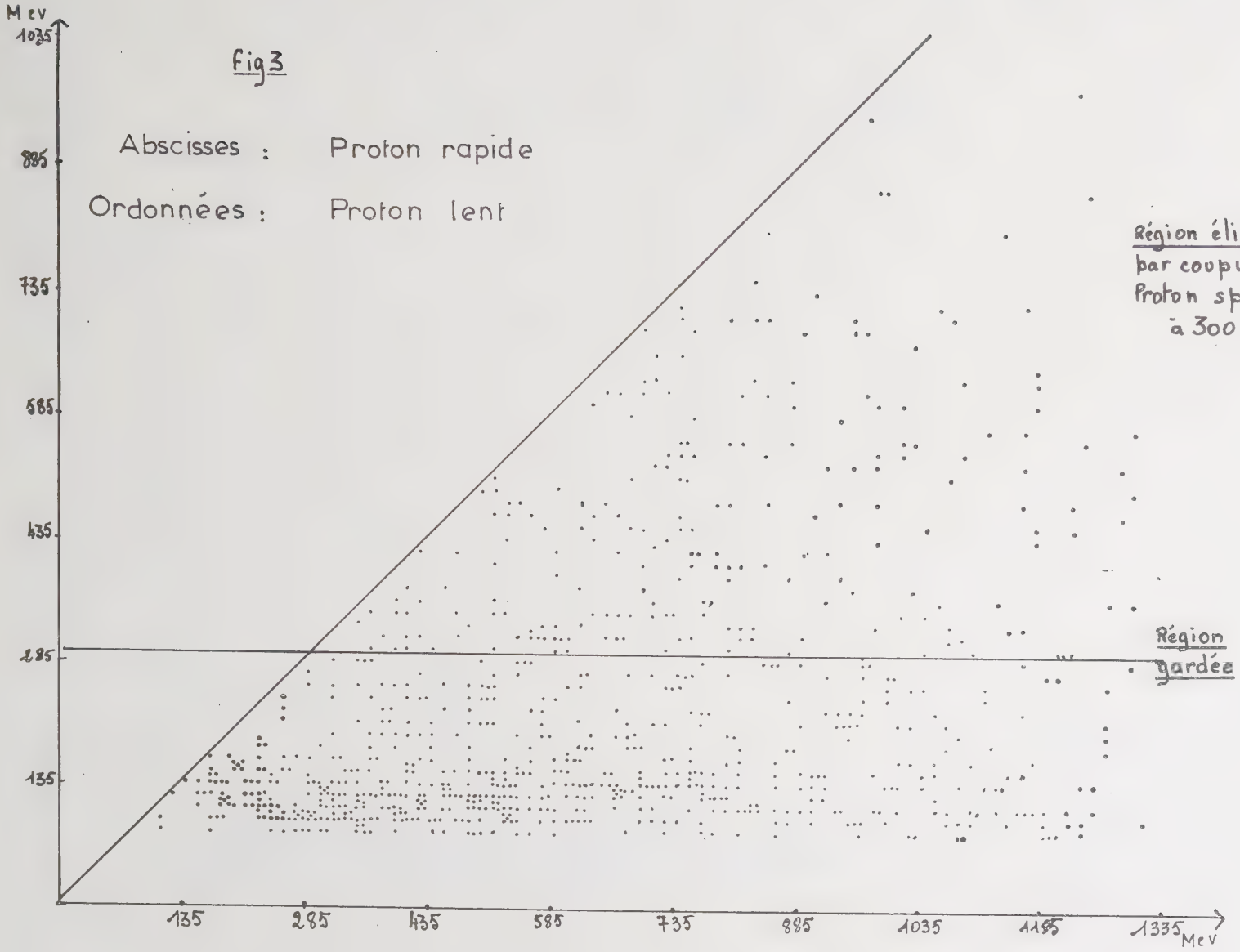


Fig 3

Abscisses : Proton rapide

Ordonnées : Proton lent



Distribution angulaire des protons spectateurs
en fonction de leur impulsion

Fig 4

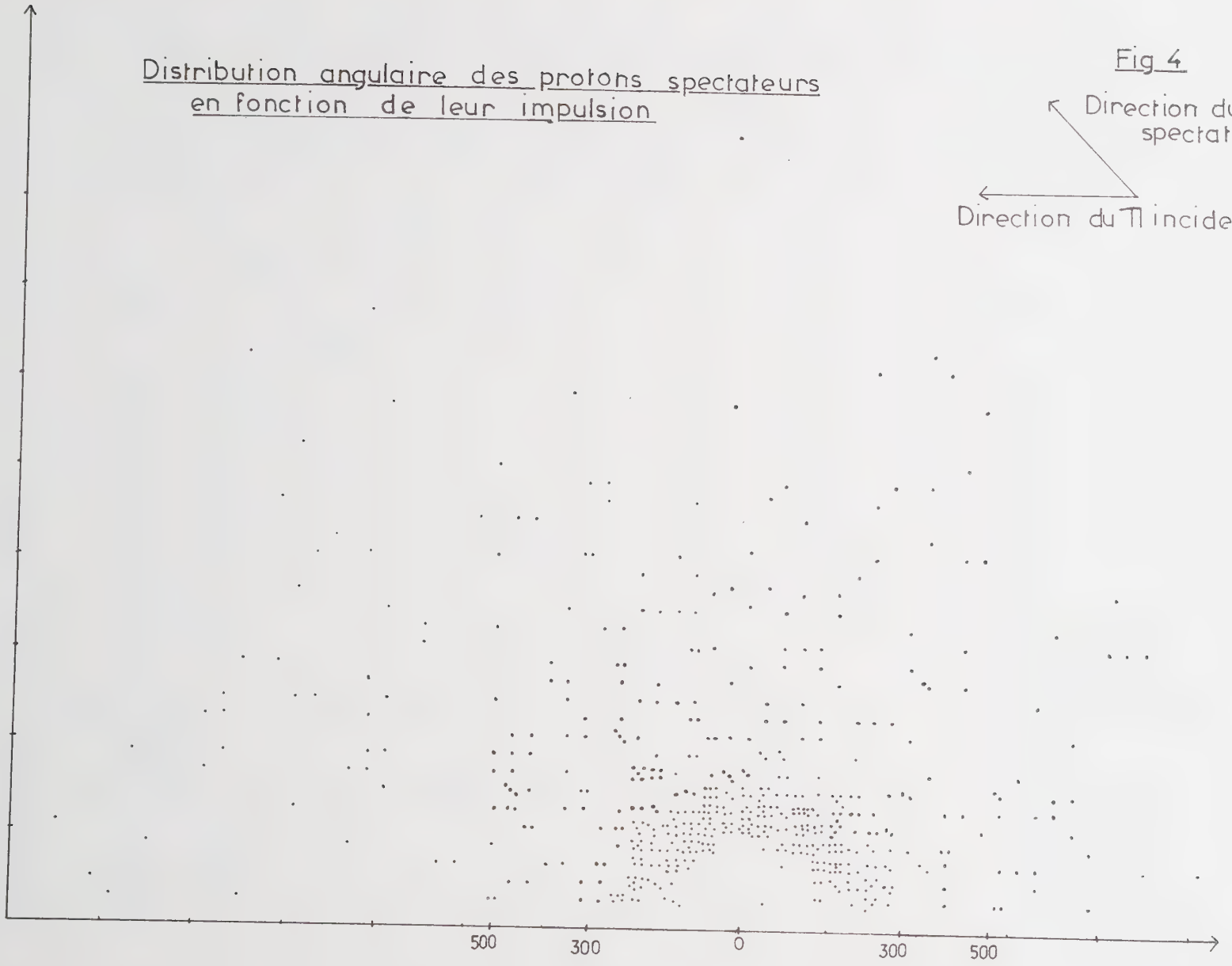
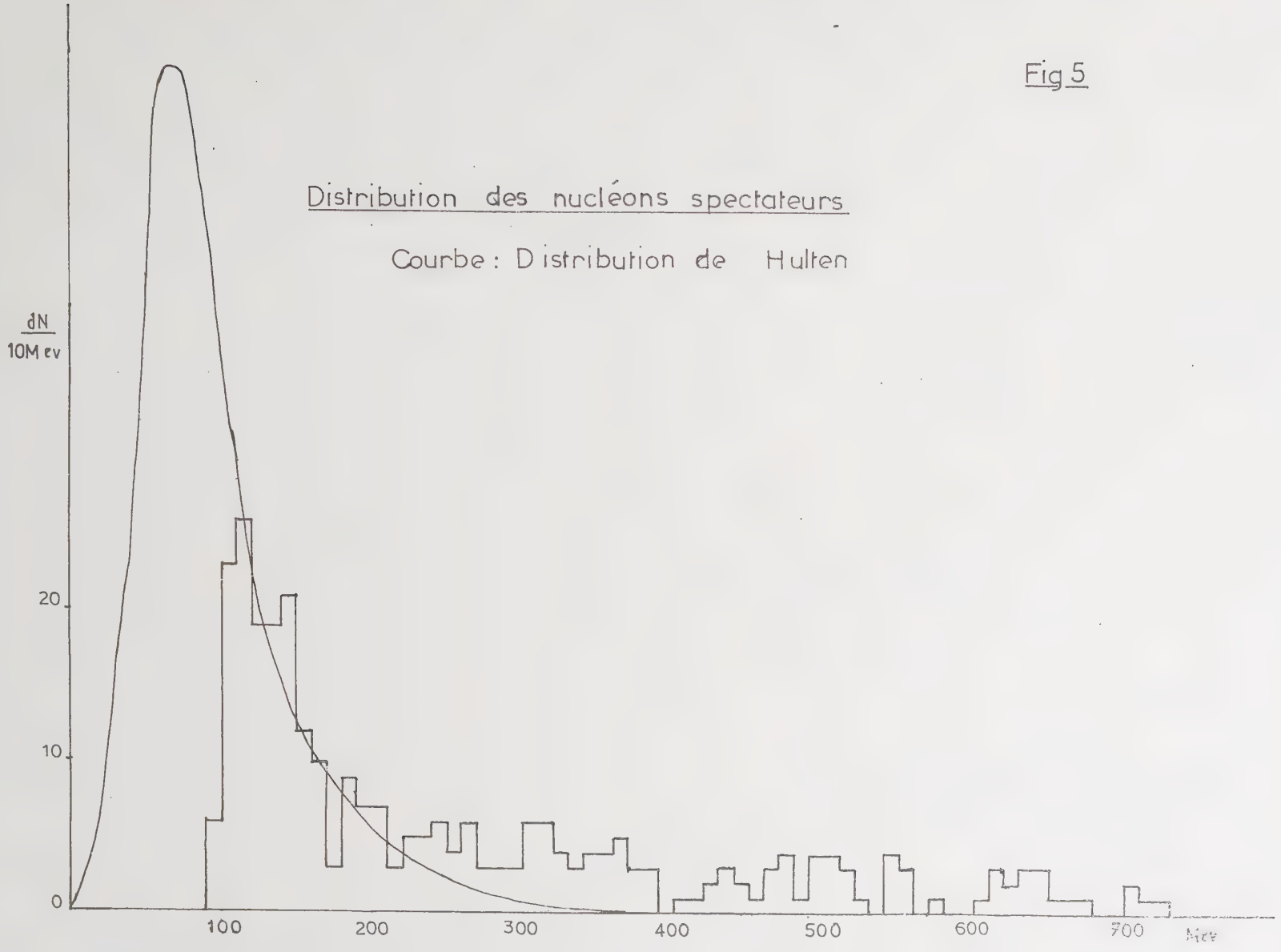


Fig 5

Distribution des nucléons spectateurs

Courbe : Distribution de Hulten



$\pi^+ d \longrightarrow P P \pi^+ \pi^-$ 3 branches (1 proton non vu)

Fig 6

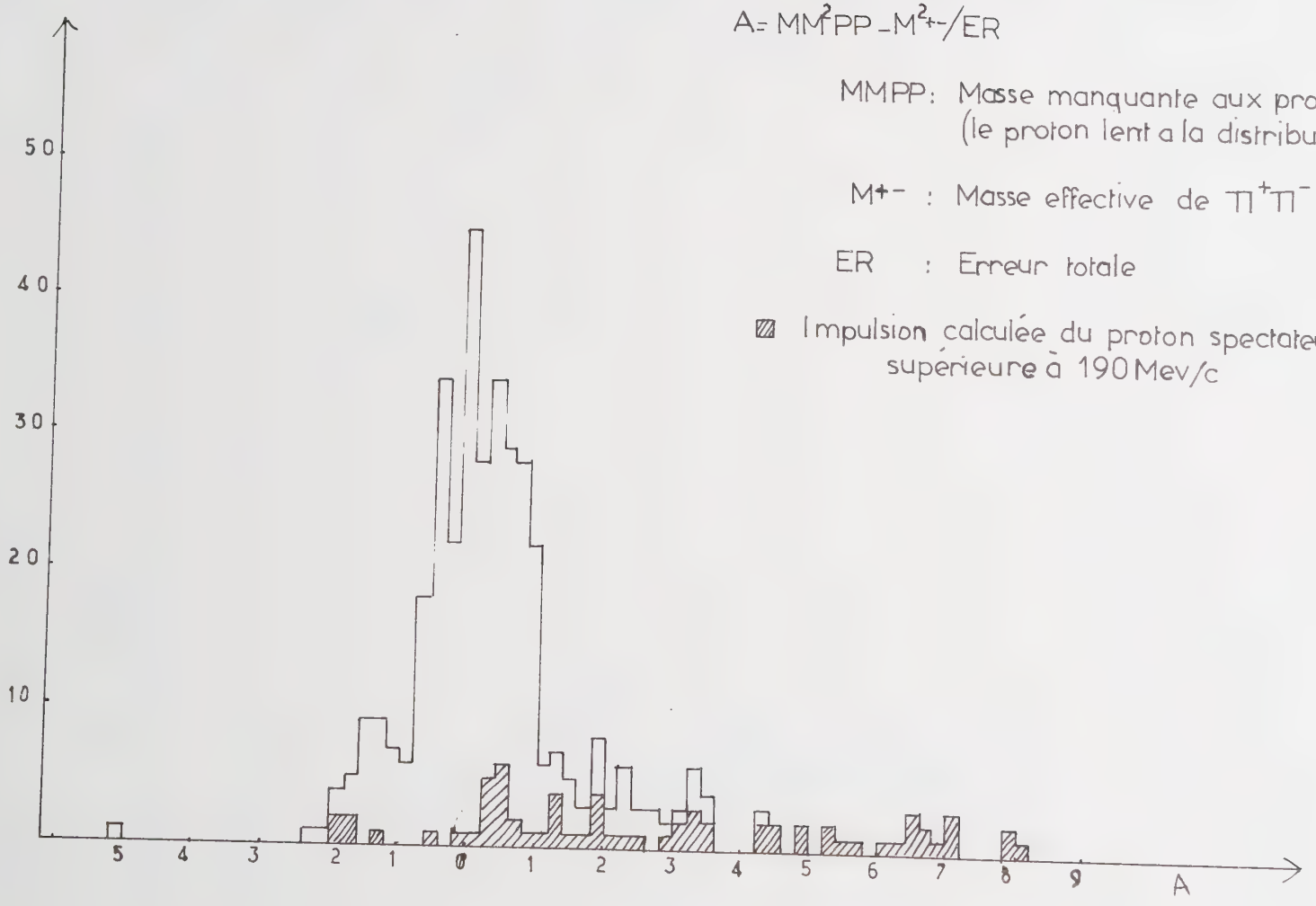
$A = MM^2PP - M^2{}^{+-}/ER$

MMPP: Masse manquante aux protons
(le proton lent a la distribution de Hulten)

M+- : Masse effective de $\pi^+\pi^-$

ER : Erreur totale

▨ Impulsion calculée du proton spectateur supérieure à 190 Mev/c



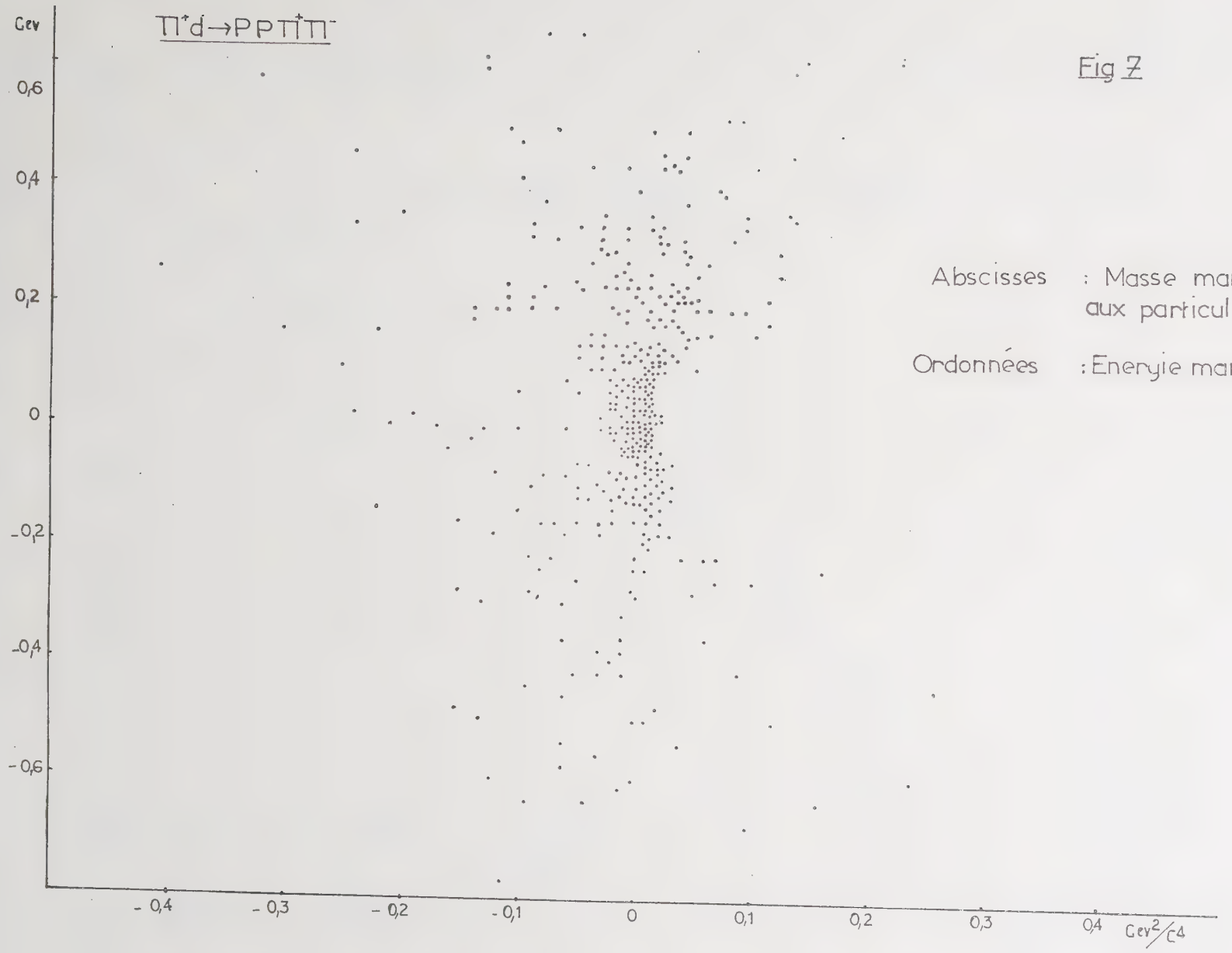


Fig 7

Abscisses : Masse manquante aux particules vues

Ordonnées : Energie manquante

$\pi^+ d \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$

Abscisses : Masse manquante aux particules vues

Ordonnées : Energie manquante

Fig 8

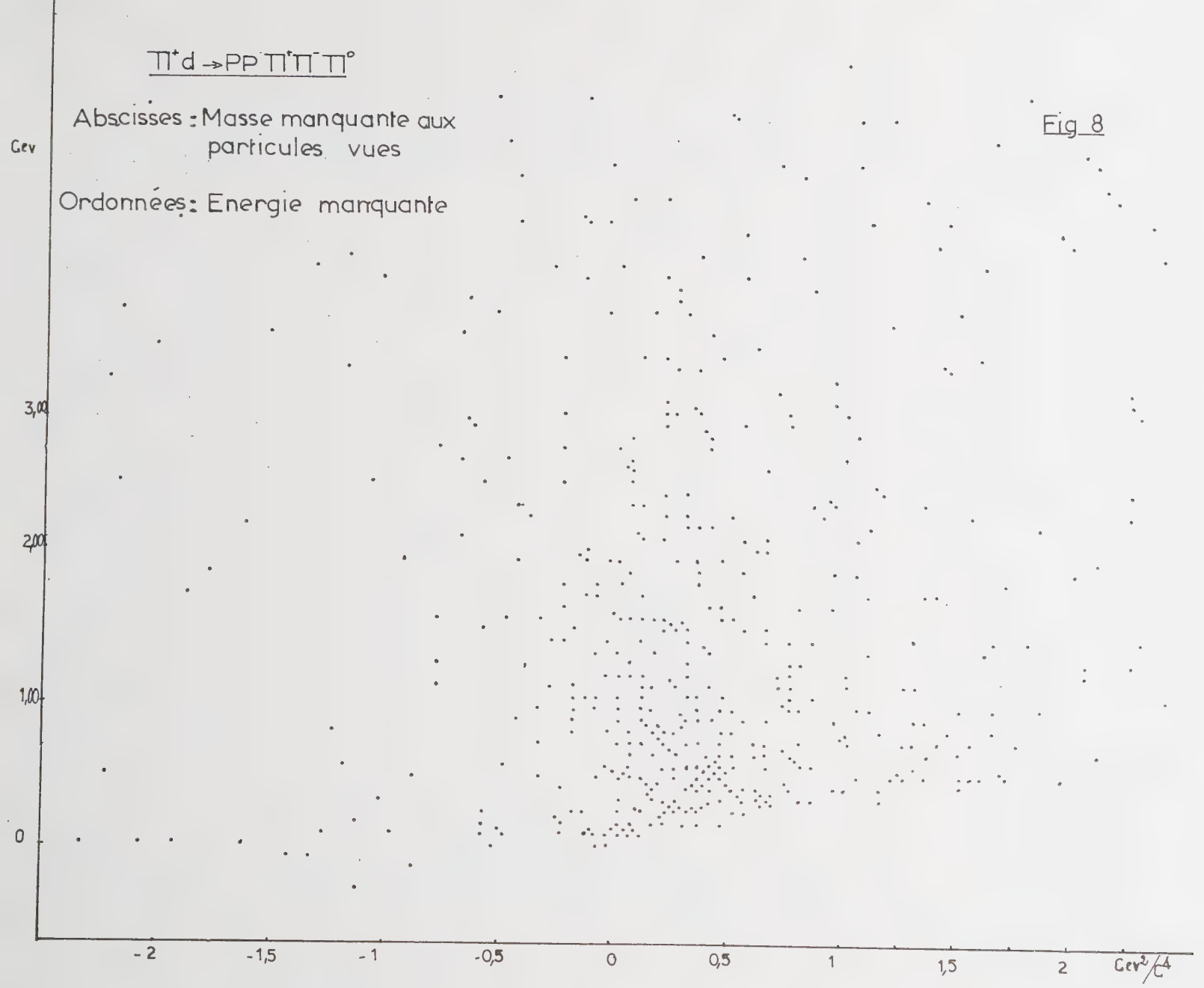


Fig 9

$\pi^+ n \rightarrow P \pi^+ \pi^- X^\circ$

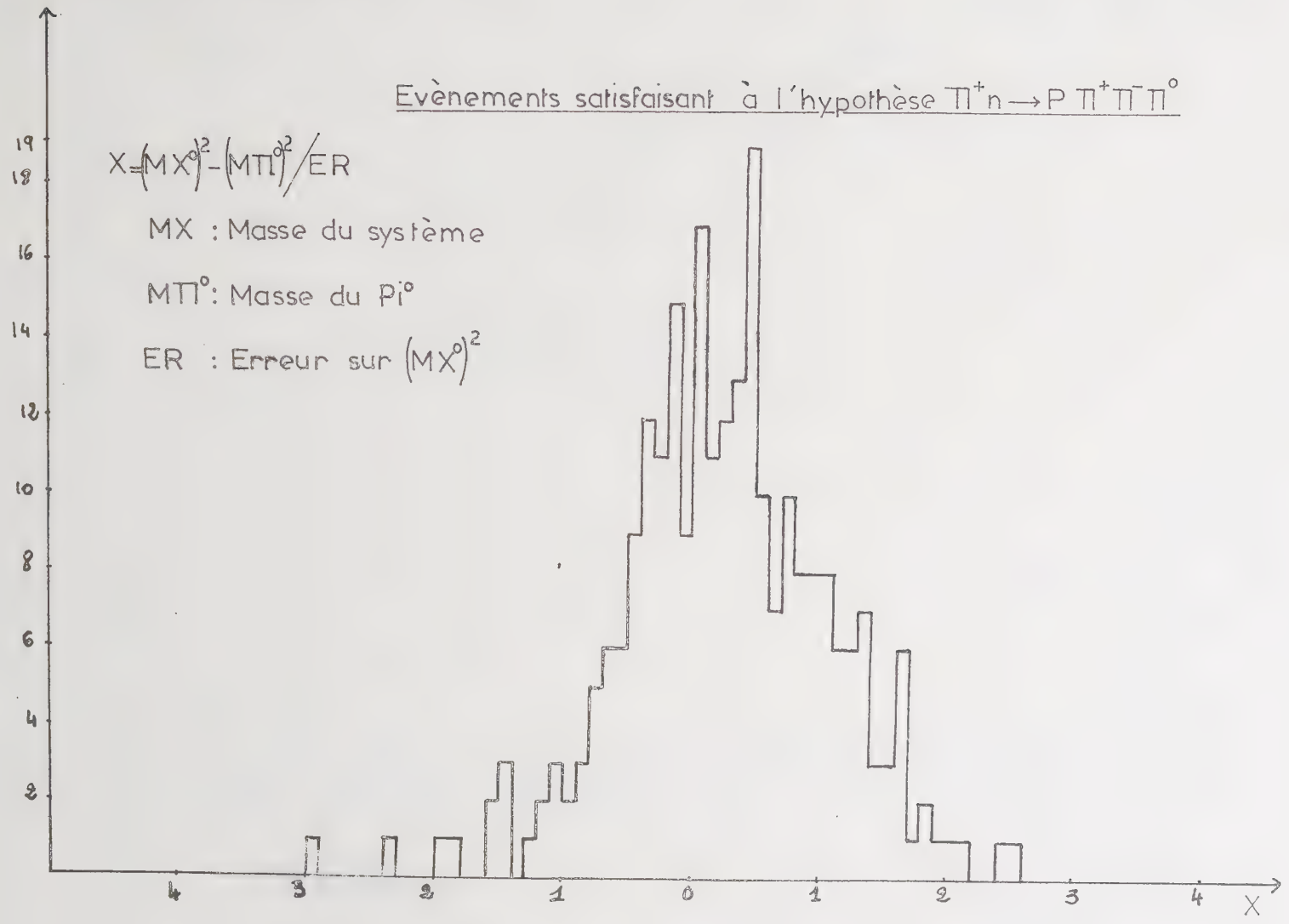


Fig 10

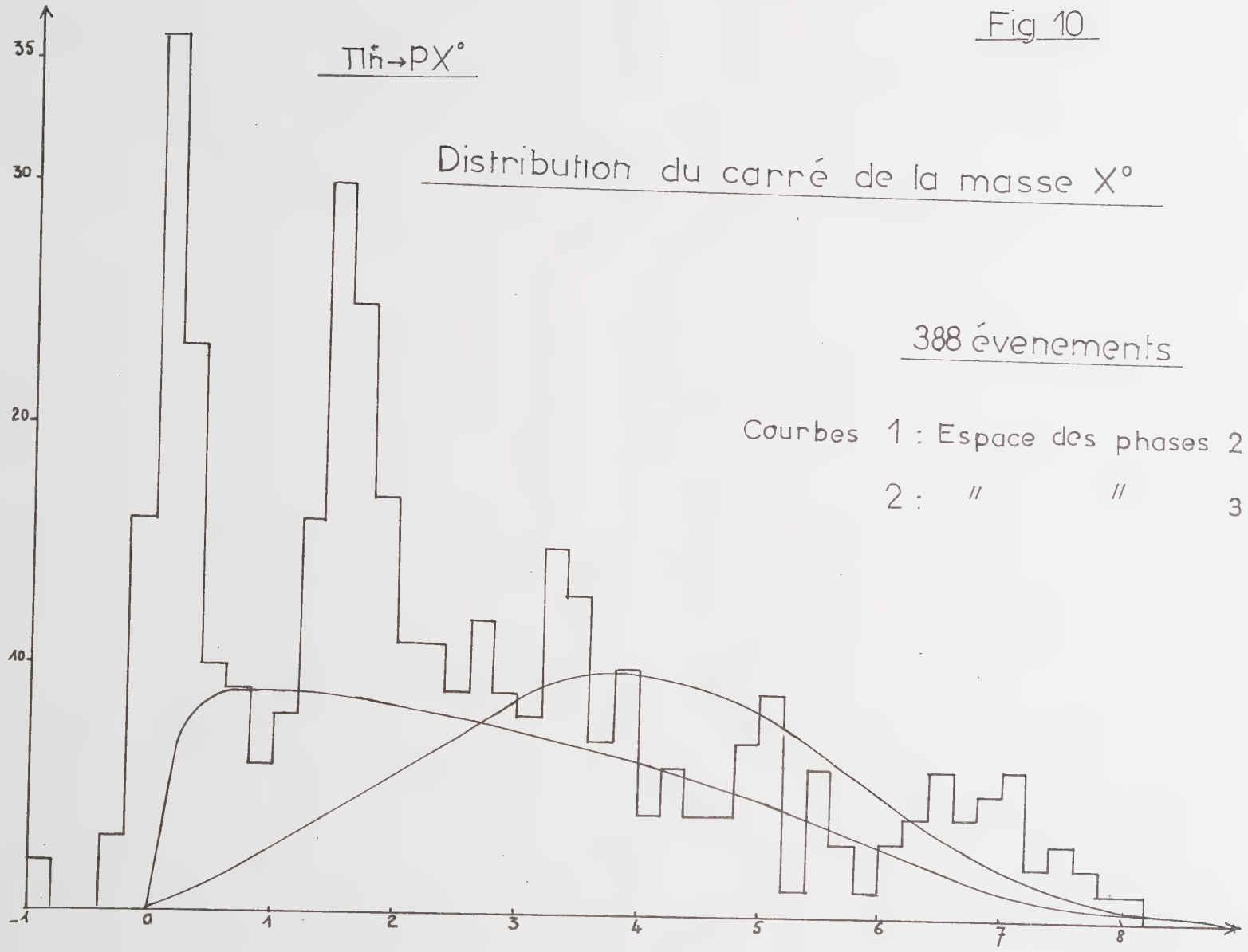
$\pi^{+}h \rightarrow PX^{\circ}$

Distribution du carré de la masse X°

388 évenements

Courbes 1 : Espace des phases $2\pi^{\circ}$

2 : " " $3\pi^{\circ}$



$\pi^+ n \longrightarrow p\pi^+\pi^- X^0$

Fig 9bis

$$X = (MX^0)^2 - (M\pi^0)^2 / ER$$

MX^0: Masse du système

$M\pi^0$: Masse du π^0

ER : Erreur sur $(MX^0)^2$

Evènements ne satisfaisant à aucune hypothèse cinématique

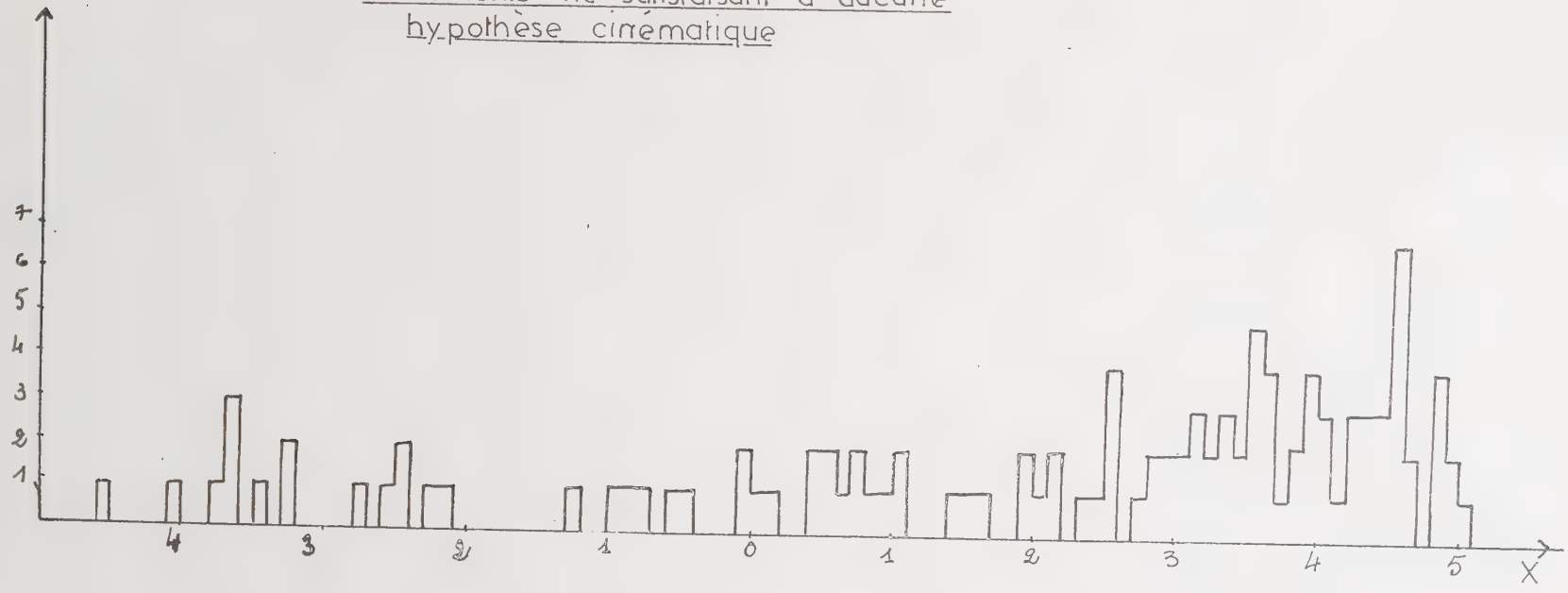


Fig 11

$\pi^+ n \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

1046 événements

Masse $\pi^+ \pi^-$

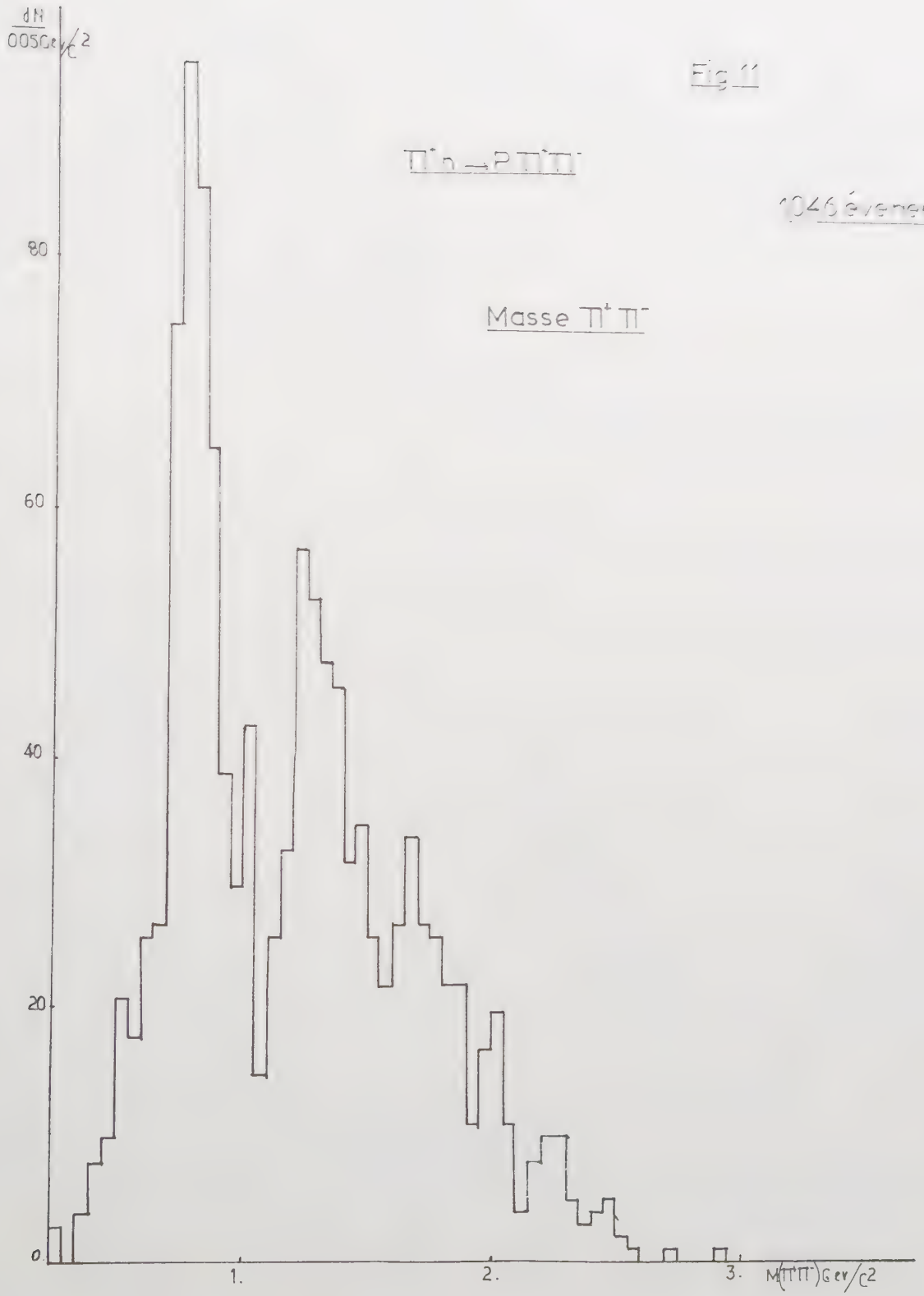


Fig 12

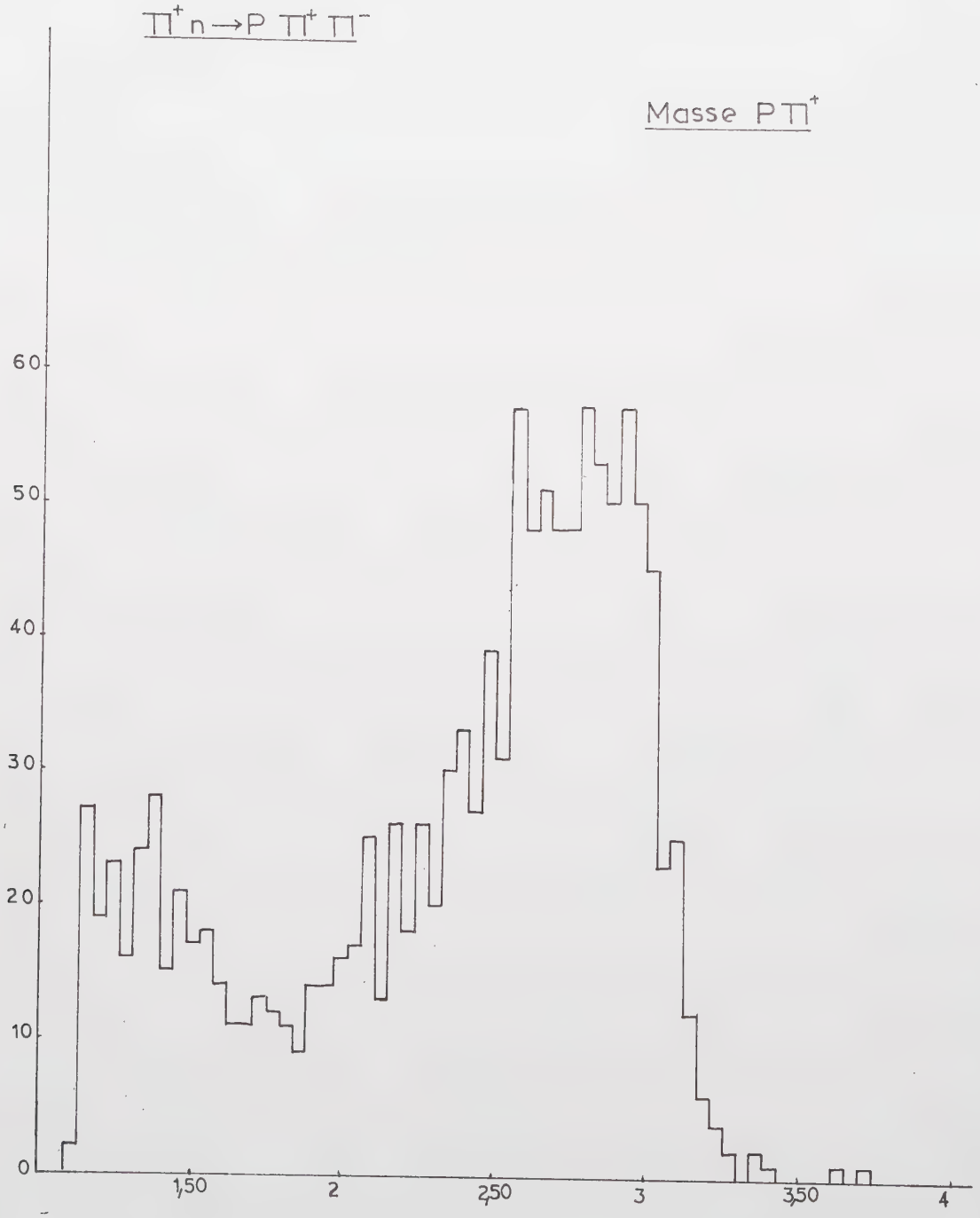

$\pi^+ n \rightarrow P\ \pi^+\ \pi^-$
Masse $P\pi^+$
60
50
40
30
20
10
0
1,50
2
2,50
3
3,50
4

Fig 13

$\pi^+ n \longrightarrow P\pi^+\pi^-$

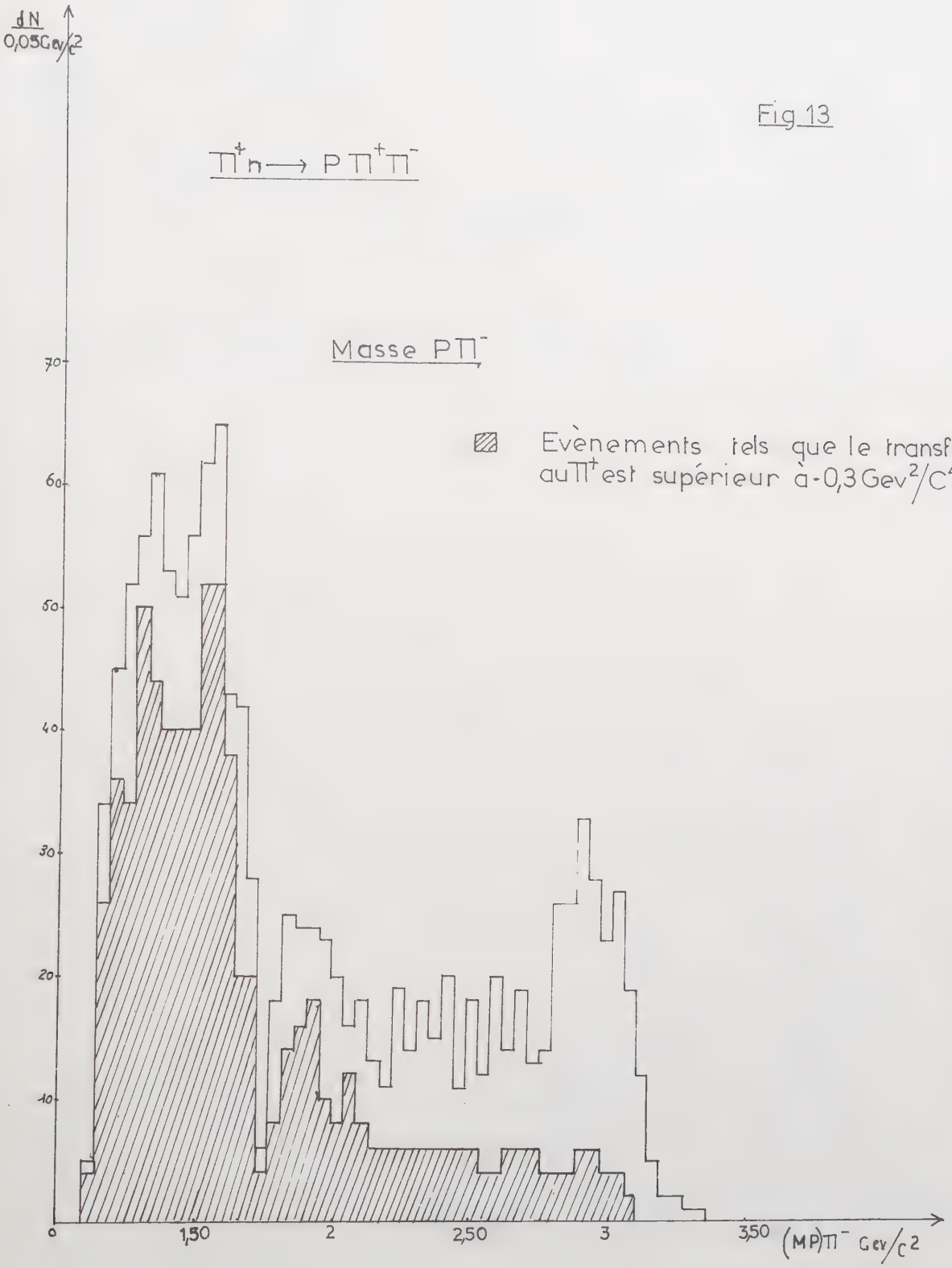


Fig 14

$\pi^+ n \rightarrow P \pi^+ \pi^-$

Masse $\pi^+ \pi^-$

▨ Evènements tels que la masse $P\pi^-$ est inférieure à 1,6 Gev/C^2

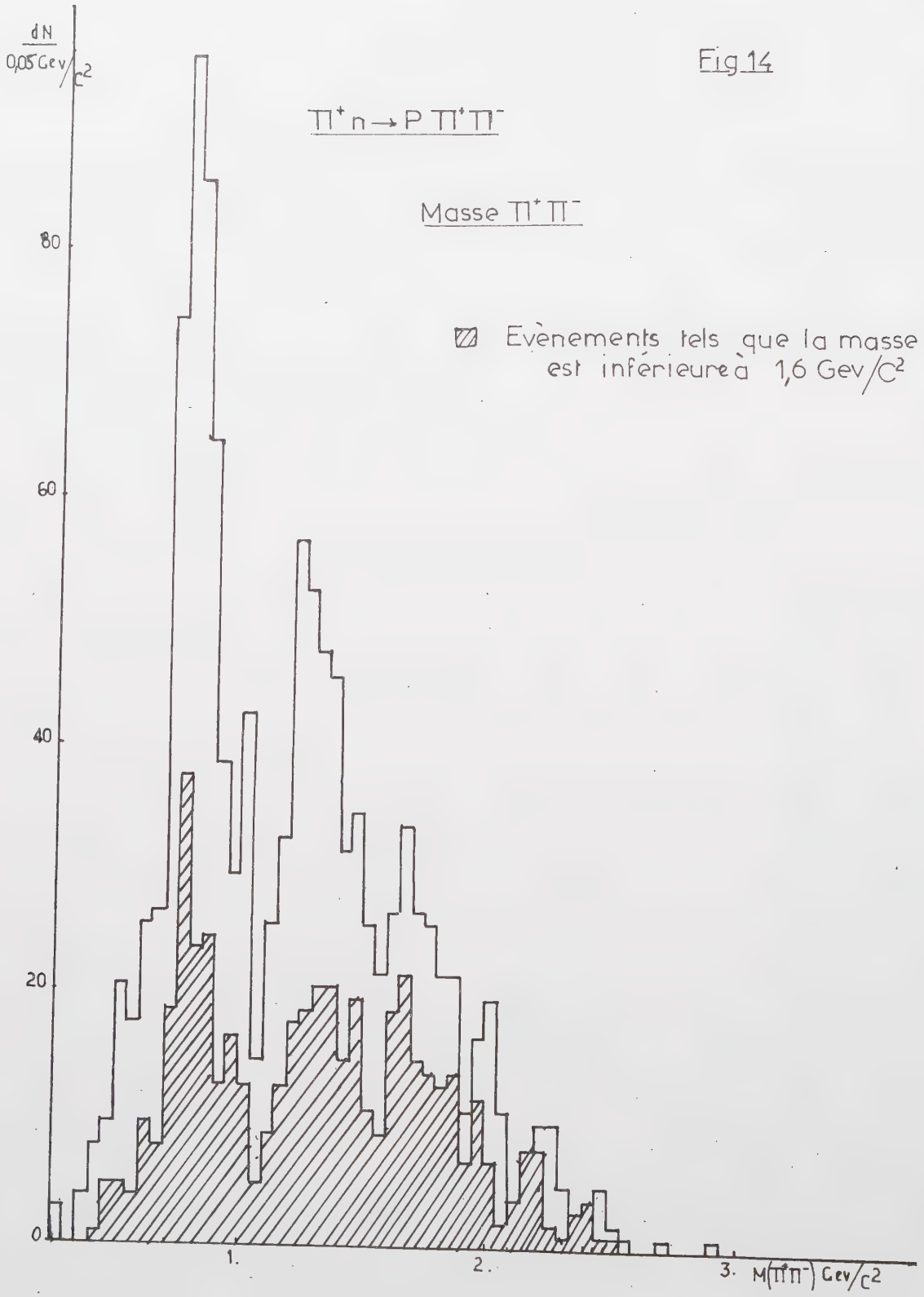


Fig 15

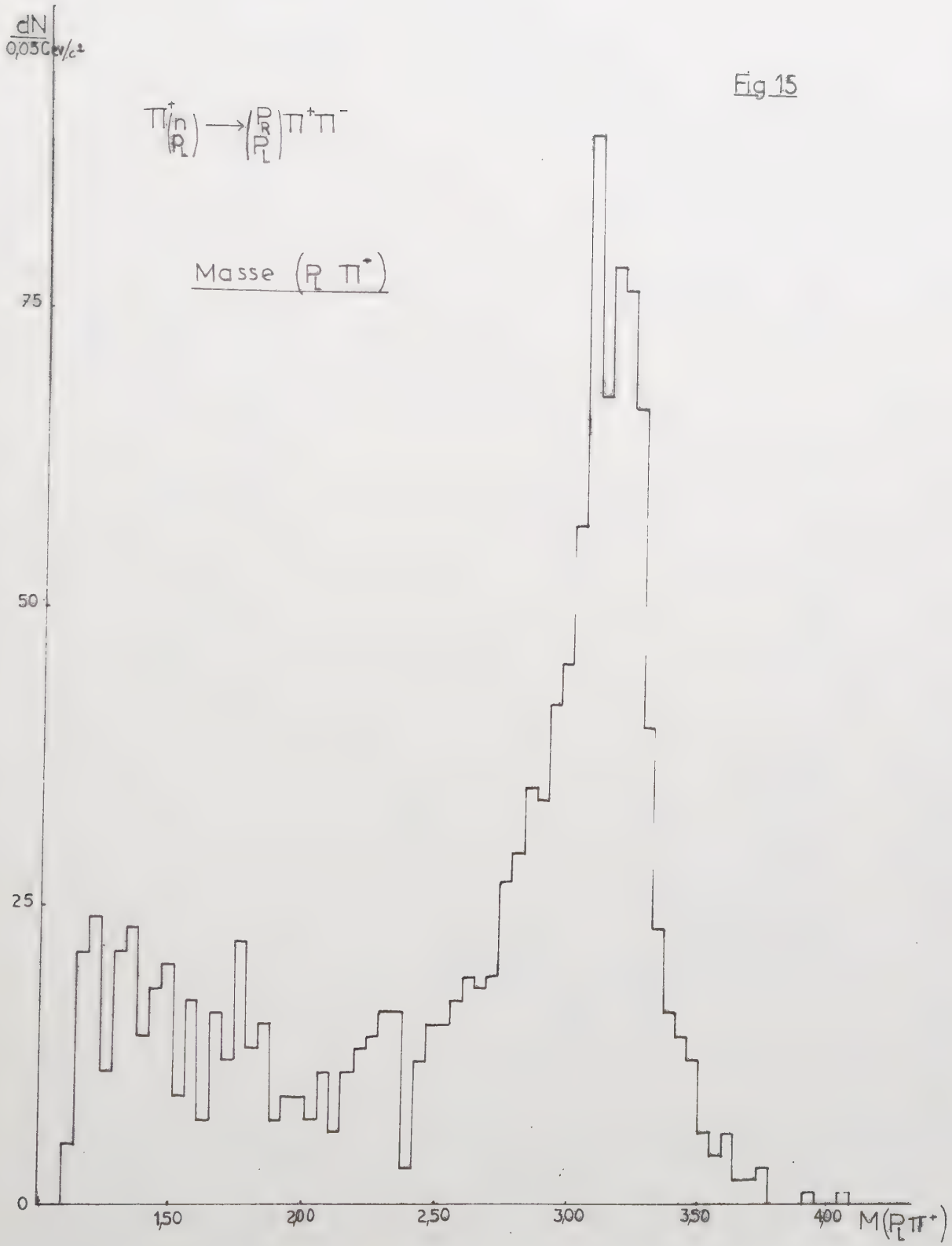
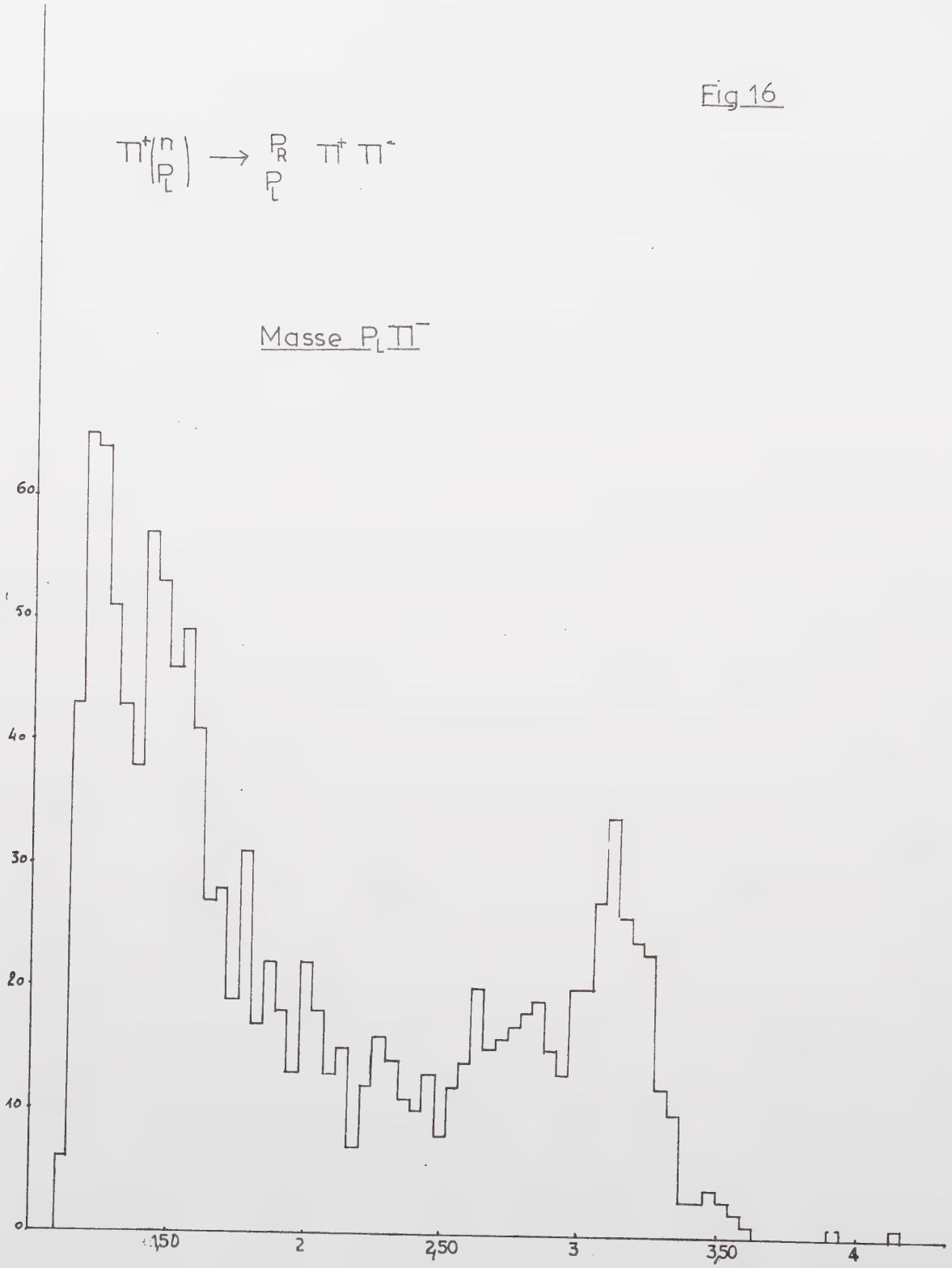

dN / 0,050 ev/c²
$\pi^+ (n\ P_L) \longrightarrow (P_R\ P_L)\ \pi^+\pi^-$
Masse $(P_L\ \pi^+)$
75
50
25
0
1,50
2,00
2,50
3,00
3,50
4,00
$M(P_L \pi^+)$

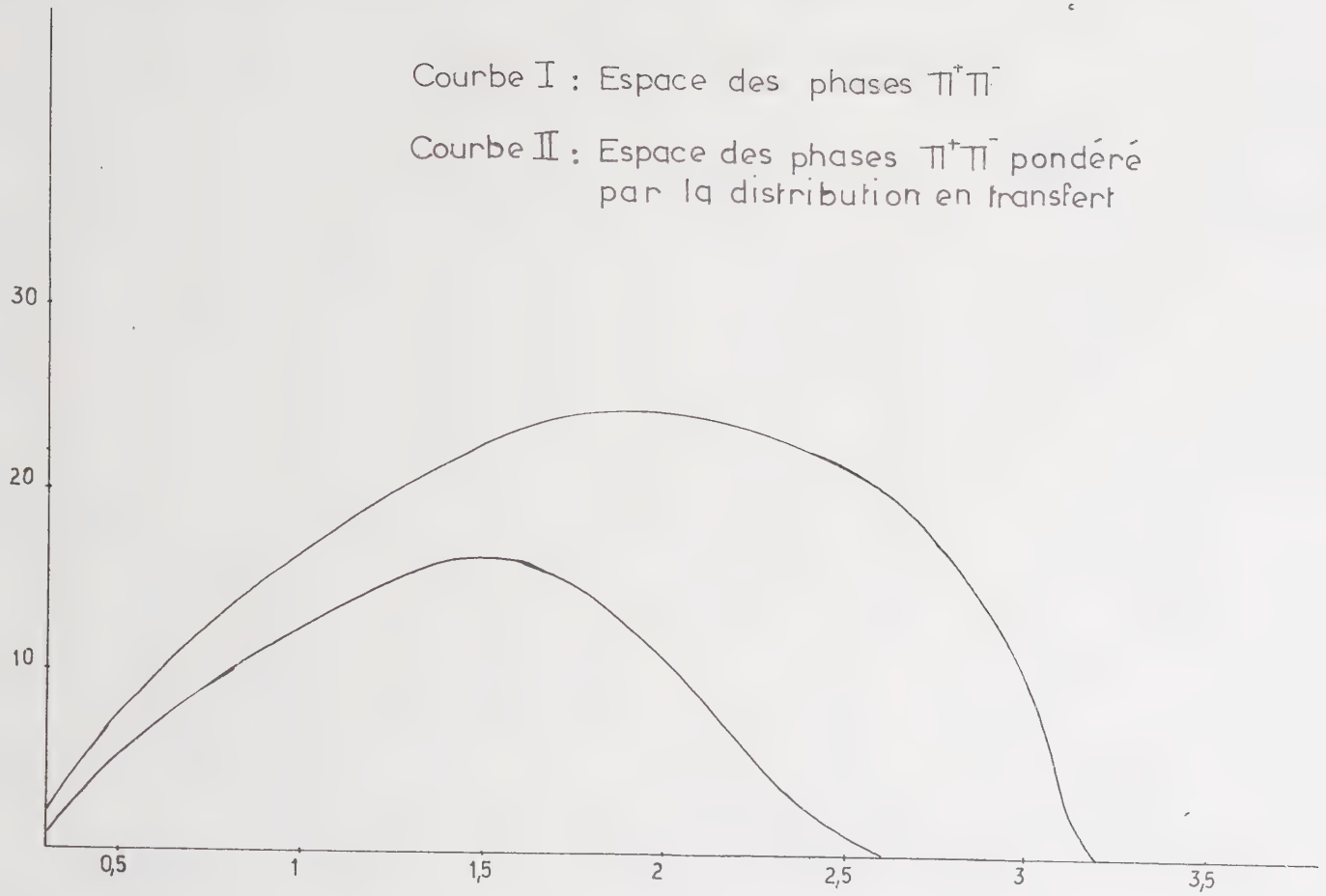
Fig 16

$\pi^+ \begin{pmatrix} n \\ P_L \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{matrix} P_R \\ P_L \end{matrix} \pi^+ \pi^-$



$\pi^+ n \rightarrow P\, \pi^+\pi^-$

Fig 17



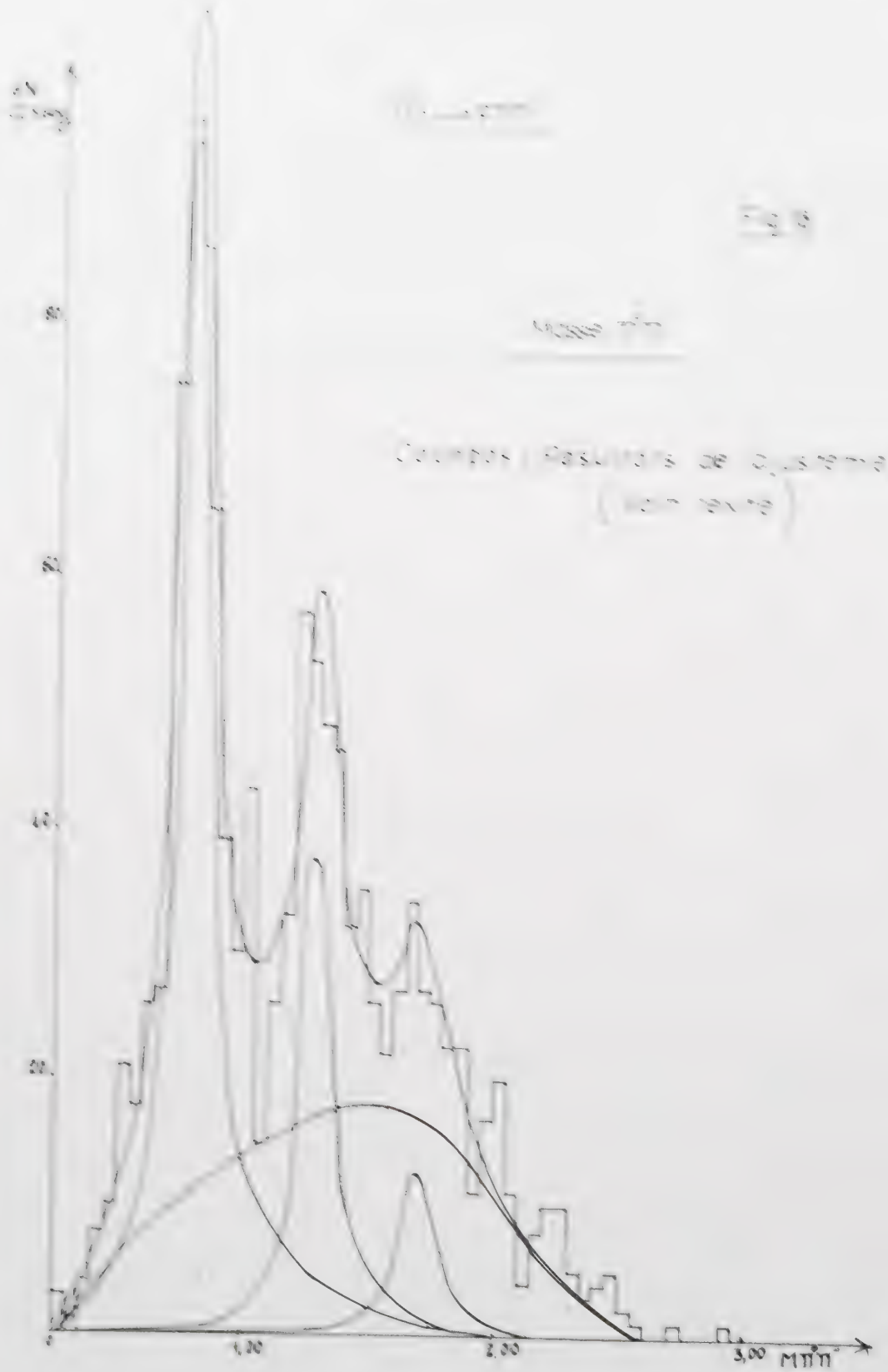

1,00
2,00
3,00 min

Fig 19

$\pi^+ n \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

Evènements avec le transfert au $\pi^+\pi^-$ supérieur à $-0,2\ Gev^2/C^4$

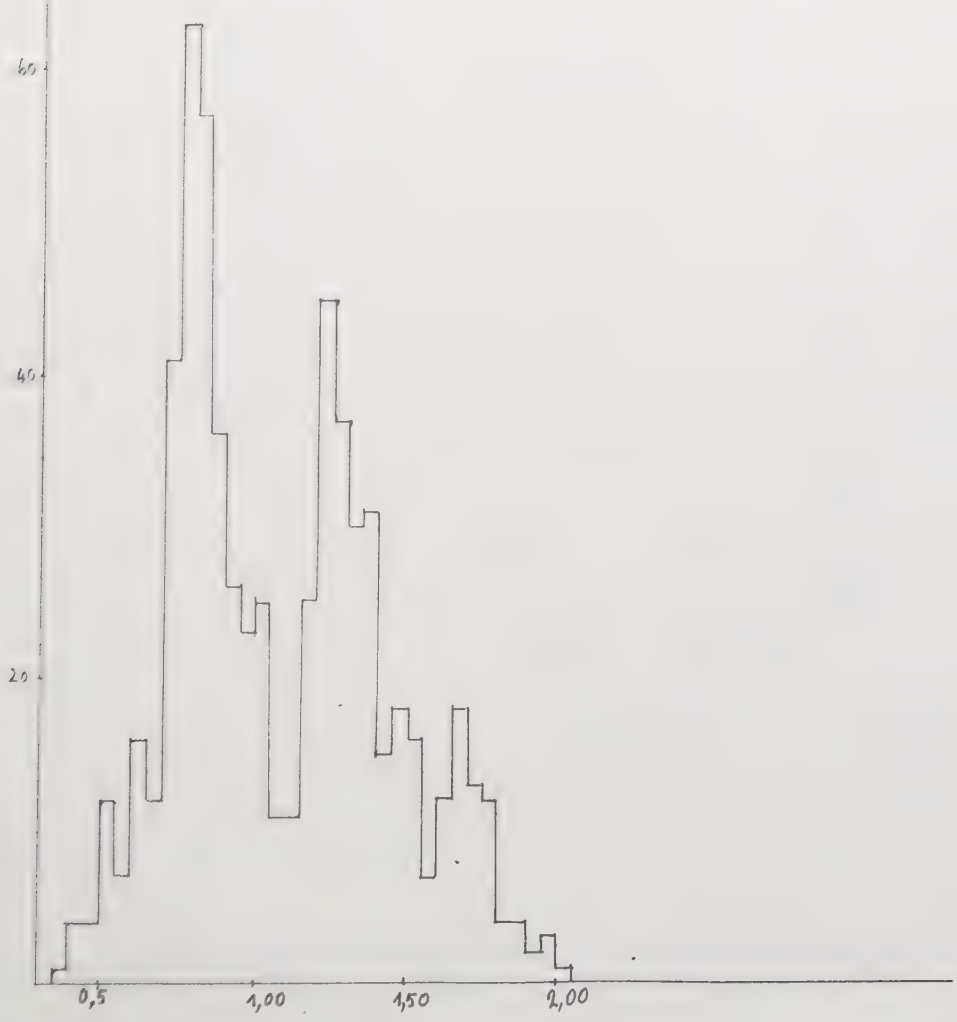


Fig 20

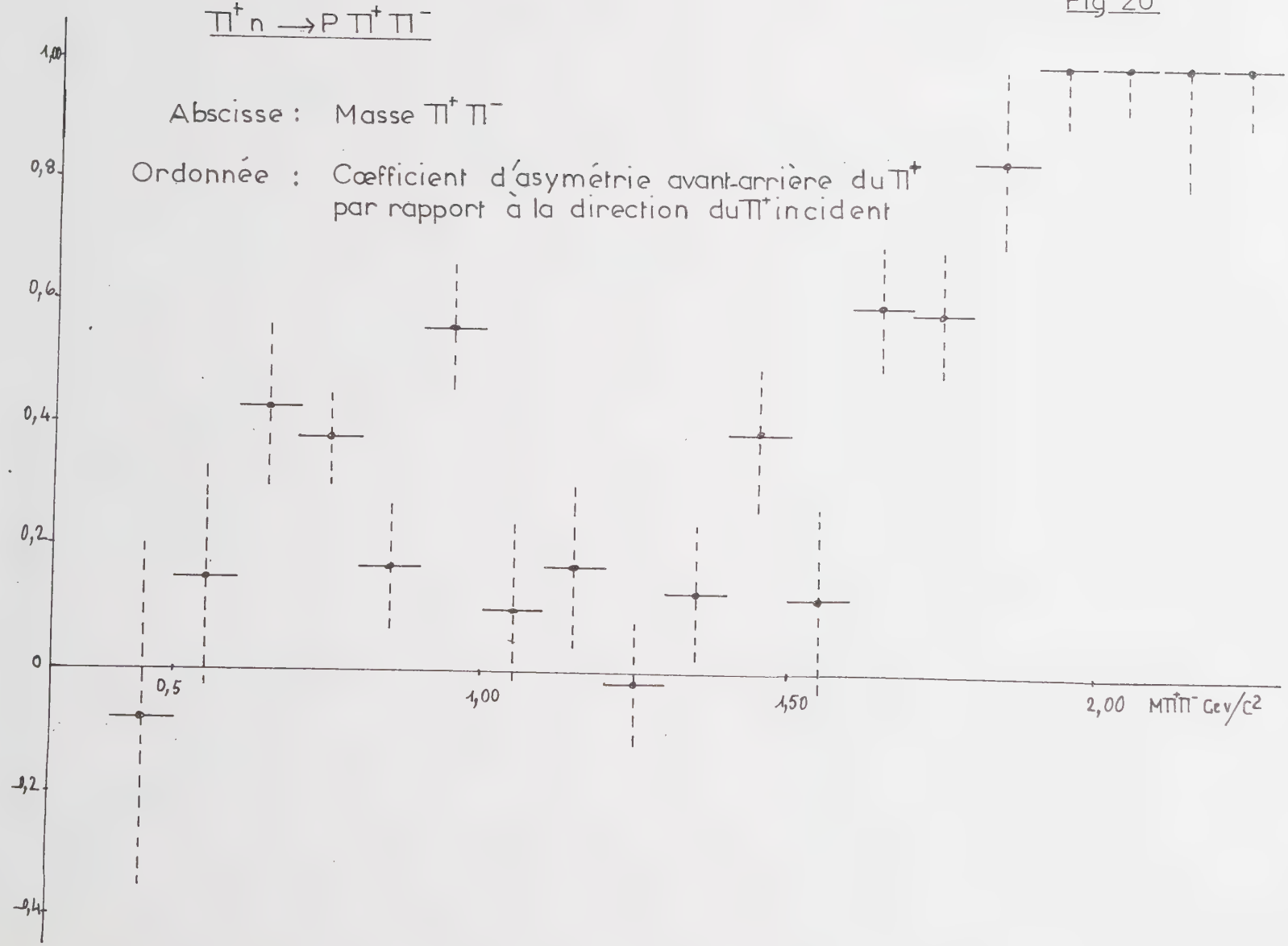

$\pi^+ n \rightarrow P \pi^+ \pi^-$
Abscisse : Masse $\pi^+ \pi^-$
Ordonnée : Cœfficient d'asymétrie avant-arrière du π^+ par rapport à la direction du π^+ incident
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0
-0,2
-0,4
0,5
1,00
1,50
2,00
$M\pi^+\pi^-$ Gev/c²

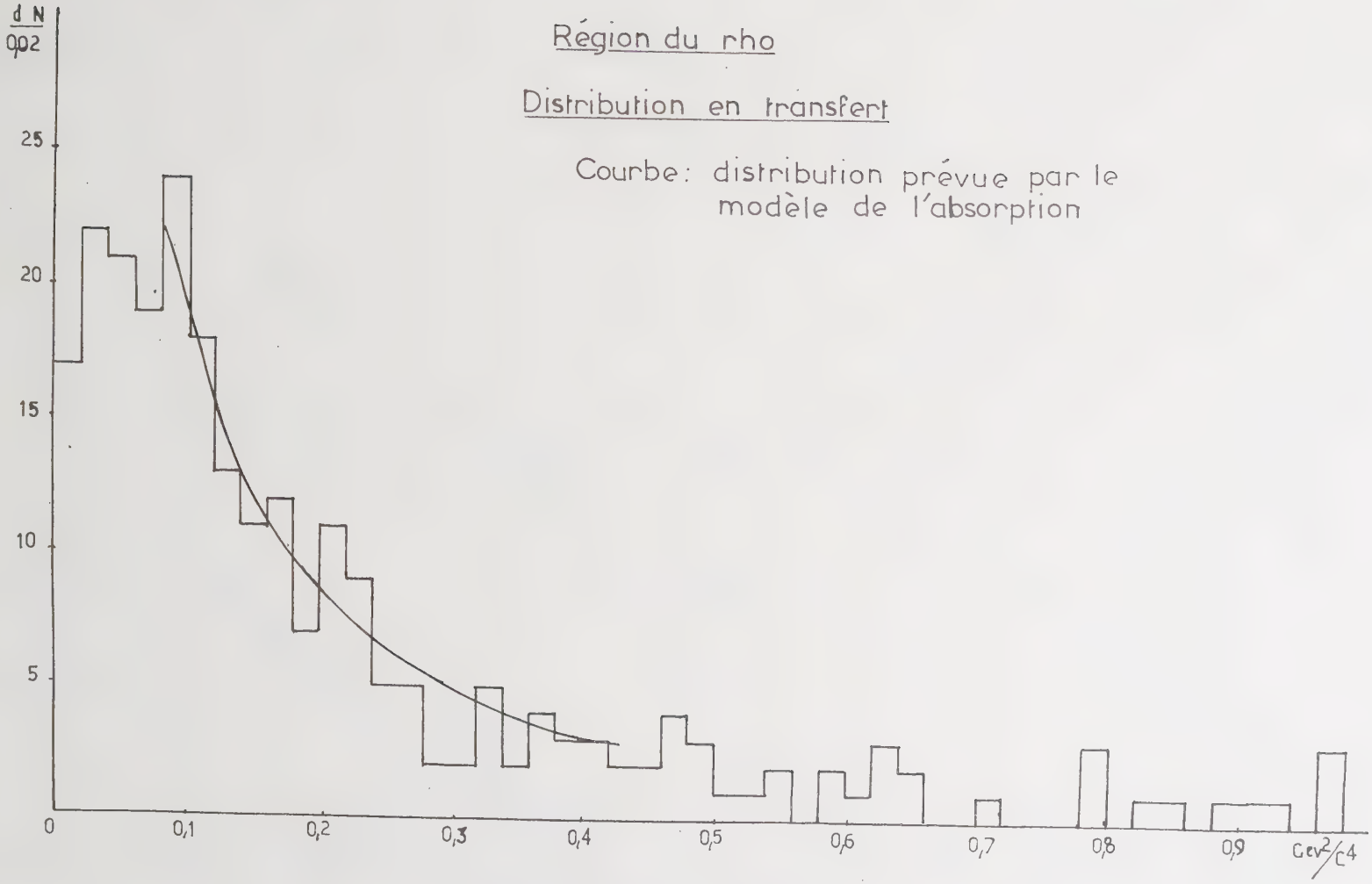
Fig 21

$\pi^+ n \rightarrow P \pi^+ \pi^-$

Région du rho

Distribution en transfert

Courbe: distribution prévue par le modèle de l'absorption



Système de référence

Fig 22

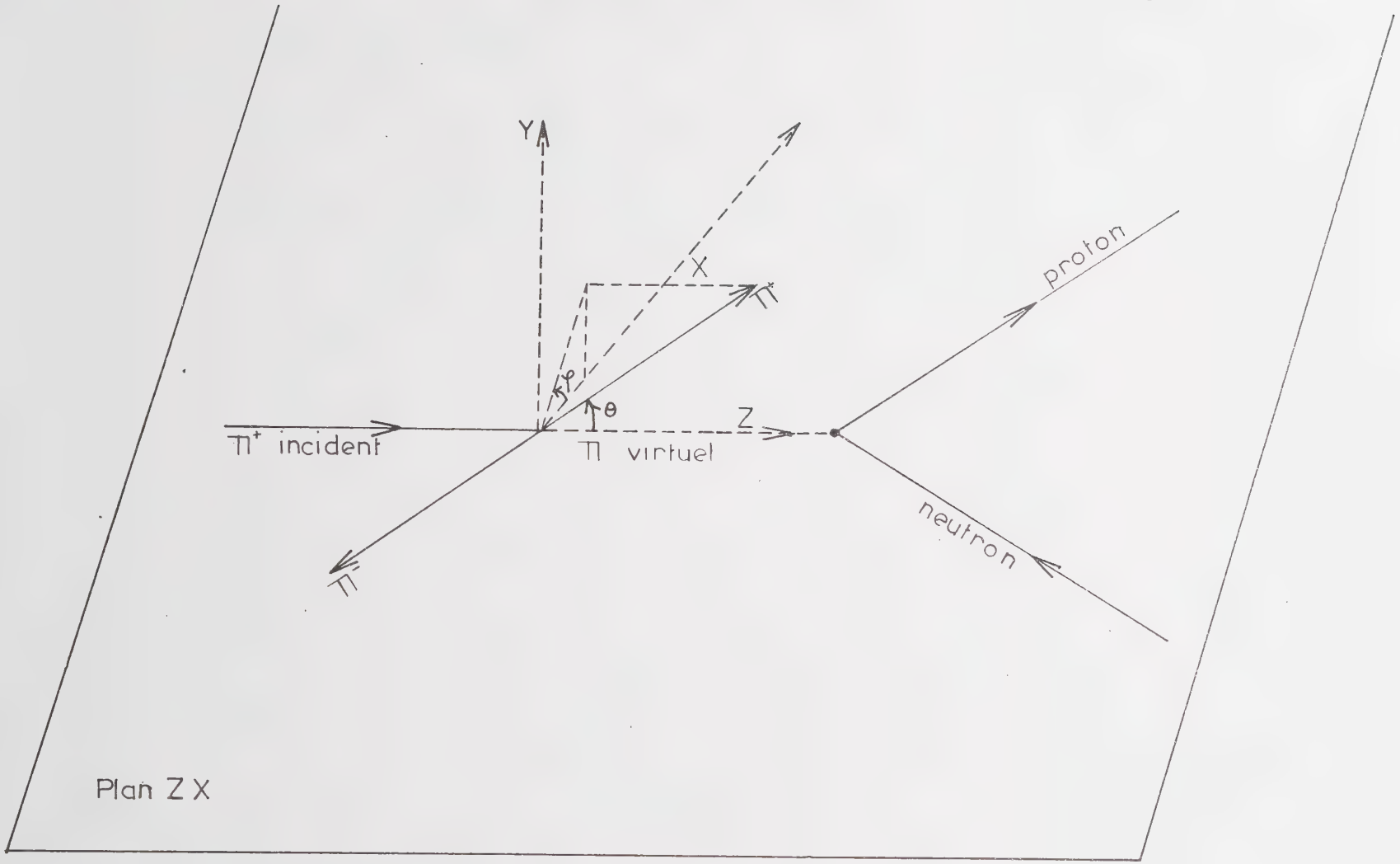


Fig 21 bis

$\pi^+ n \rightarrow p\pi^+\pi^-$

Région du f^o

Distribution en transfert

Courbe: distribution prévue par le modèle de l'absorption

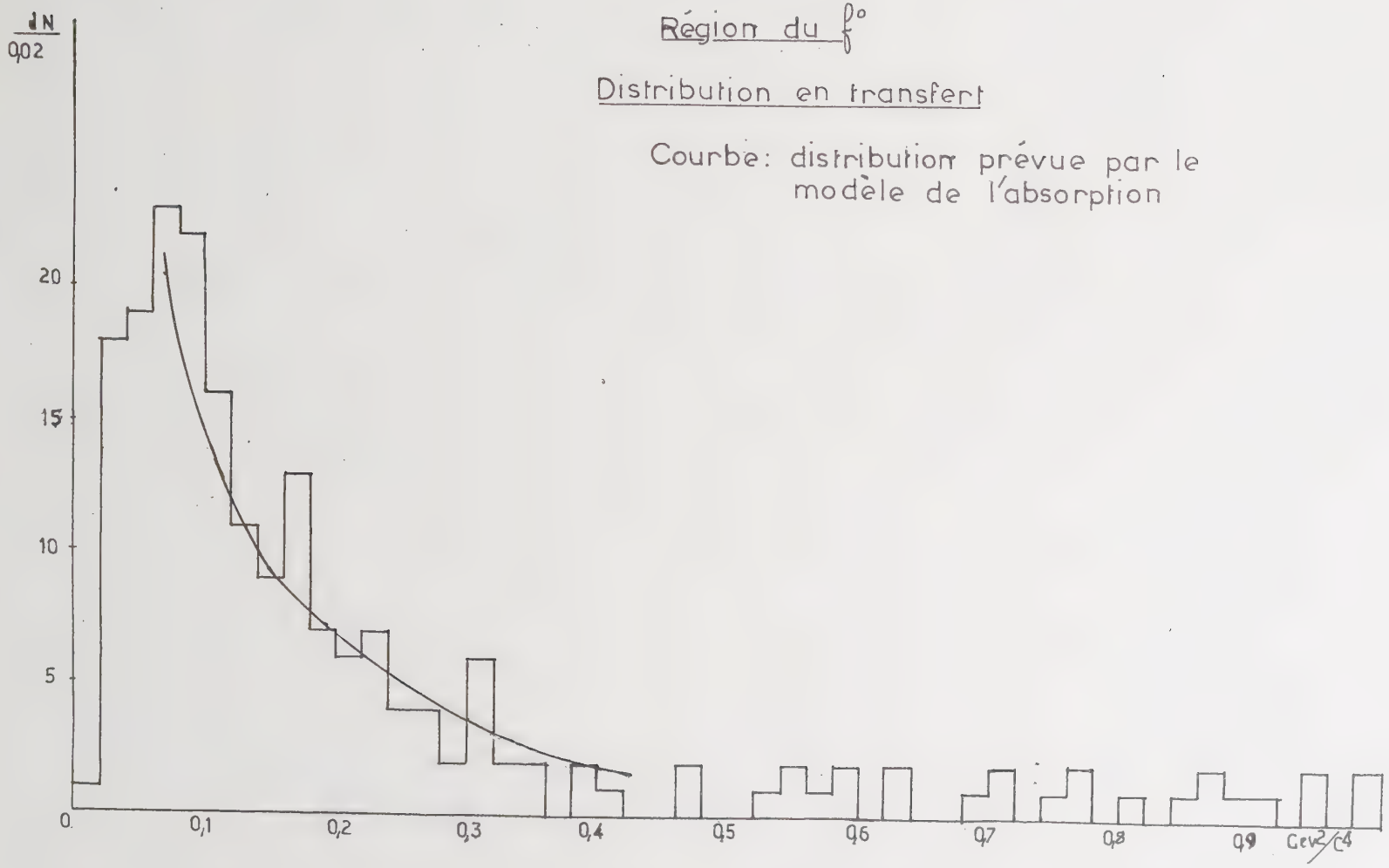


Fig 23

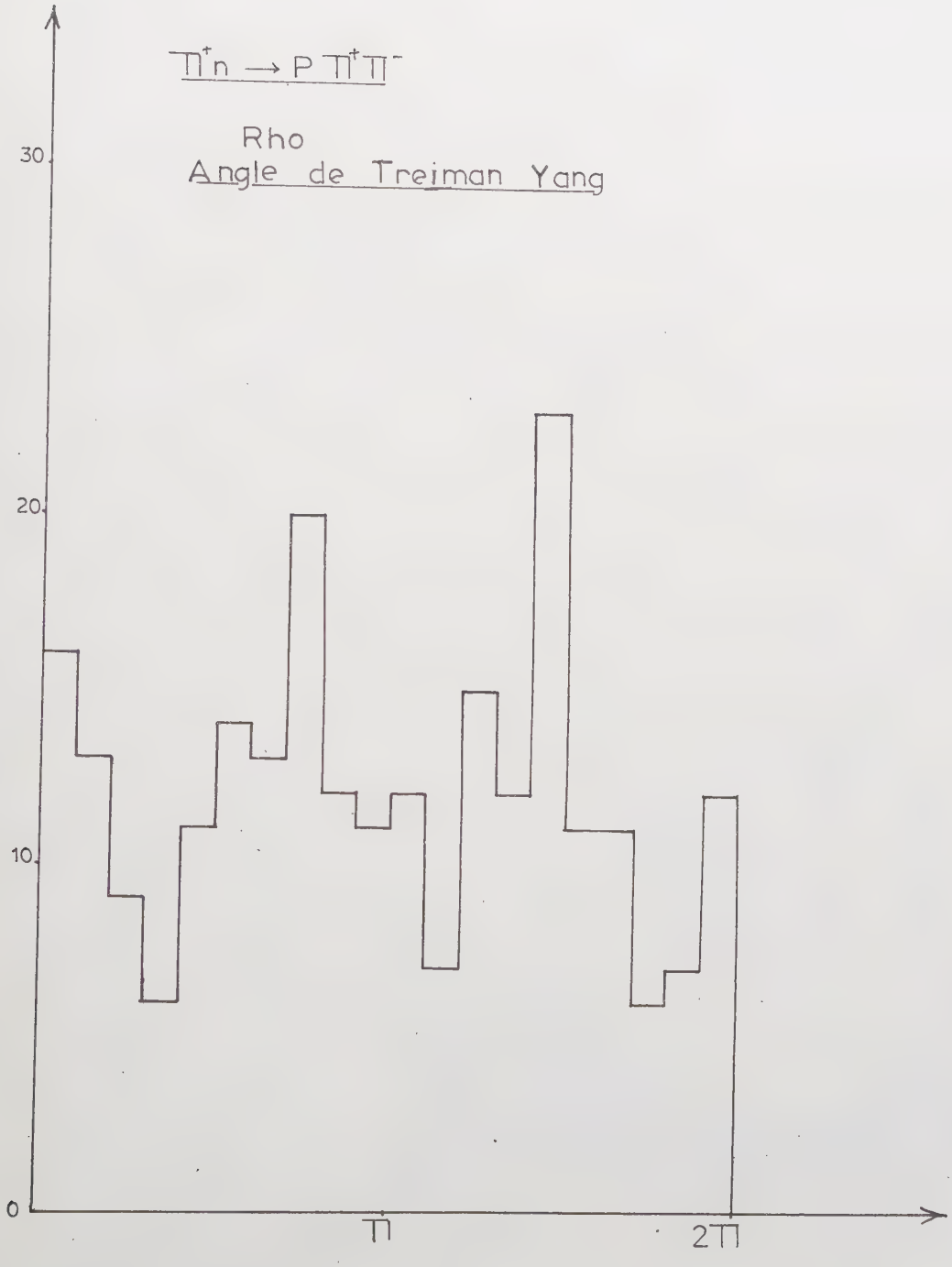

$\pi^+ n \rightarrow p \pi^+ \pi^-$
Rho
Angle de Treiman Yang
30
20
10
0
π
2π

Fig 24

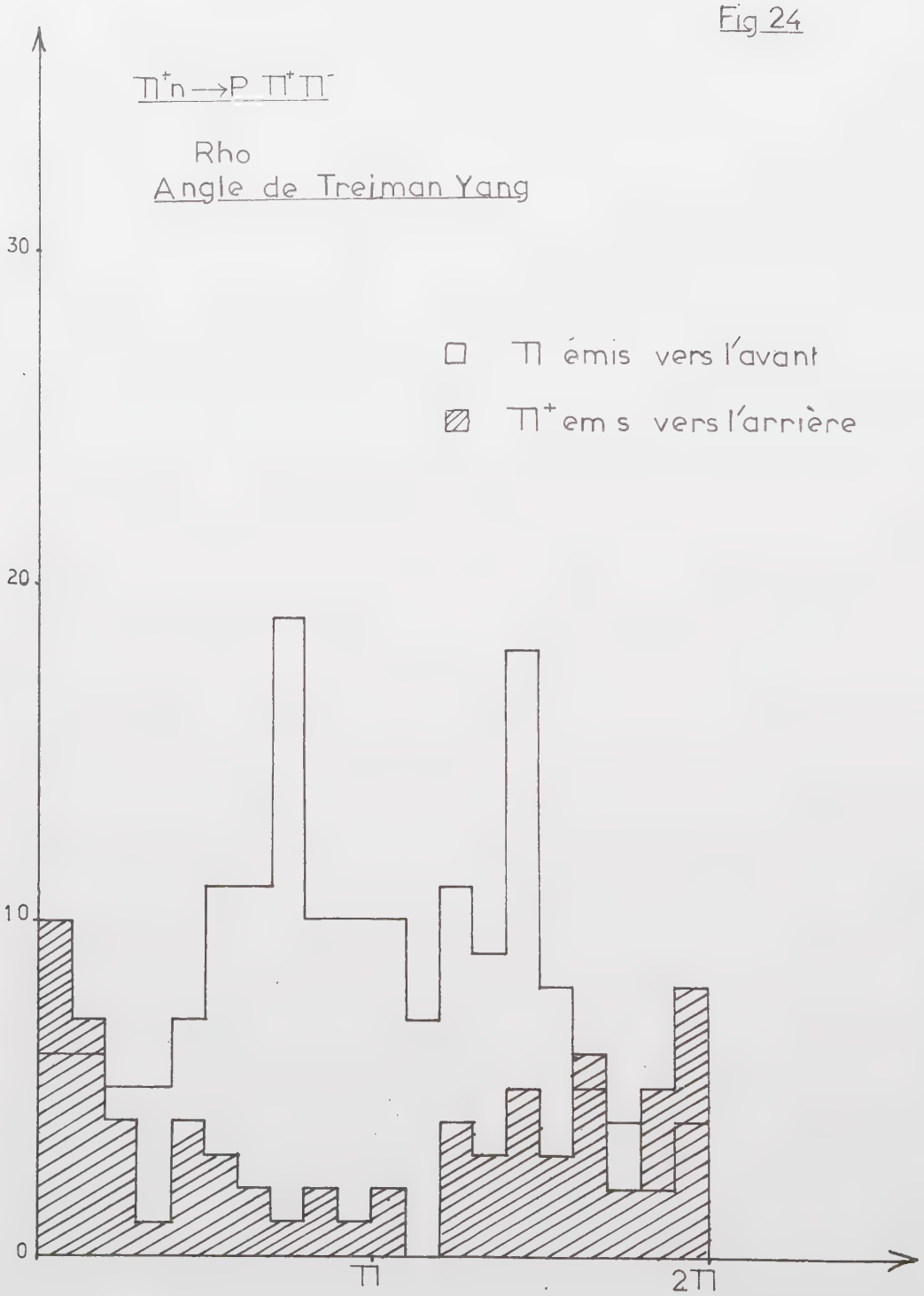
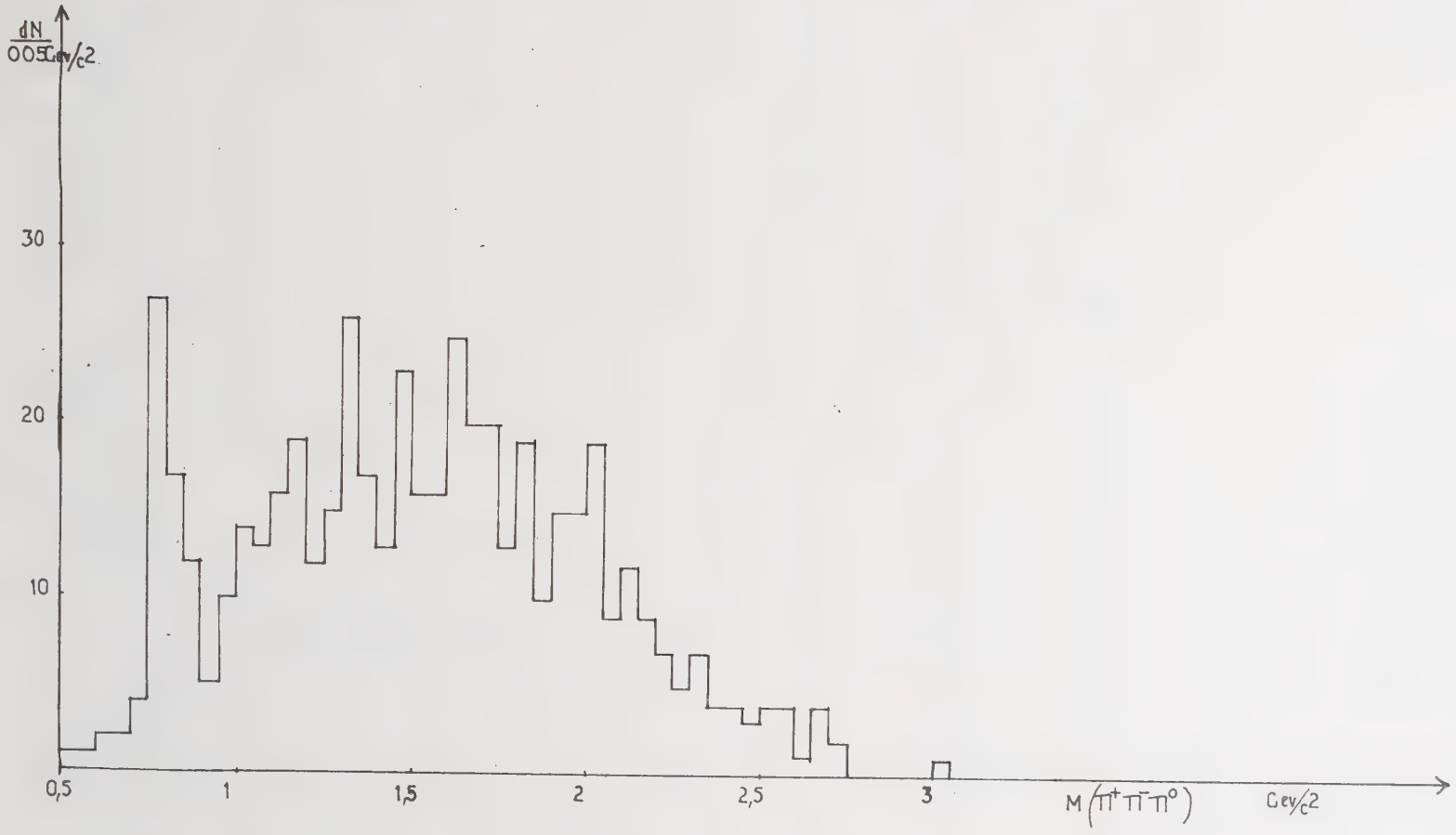
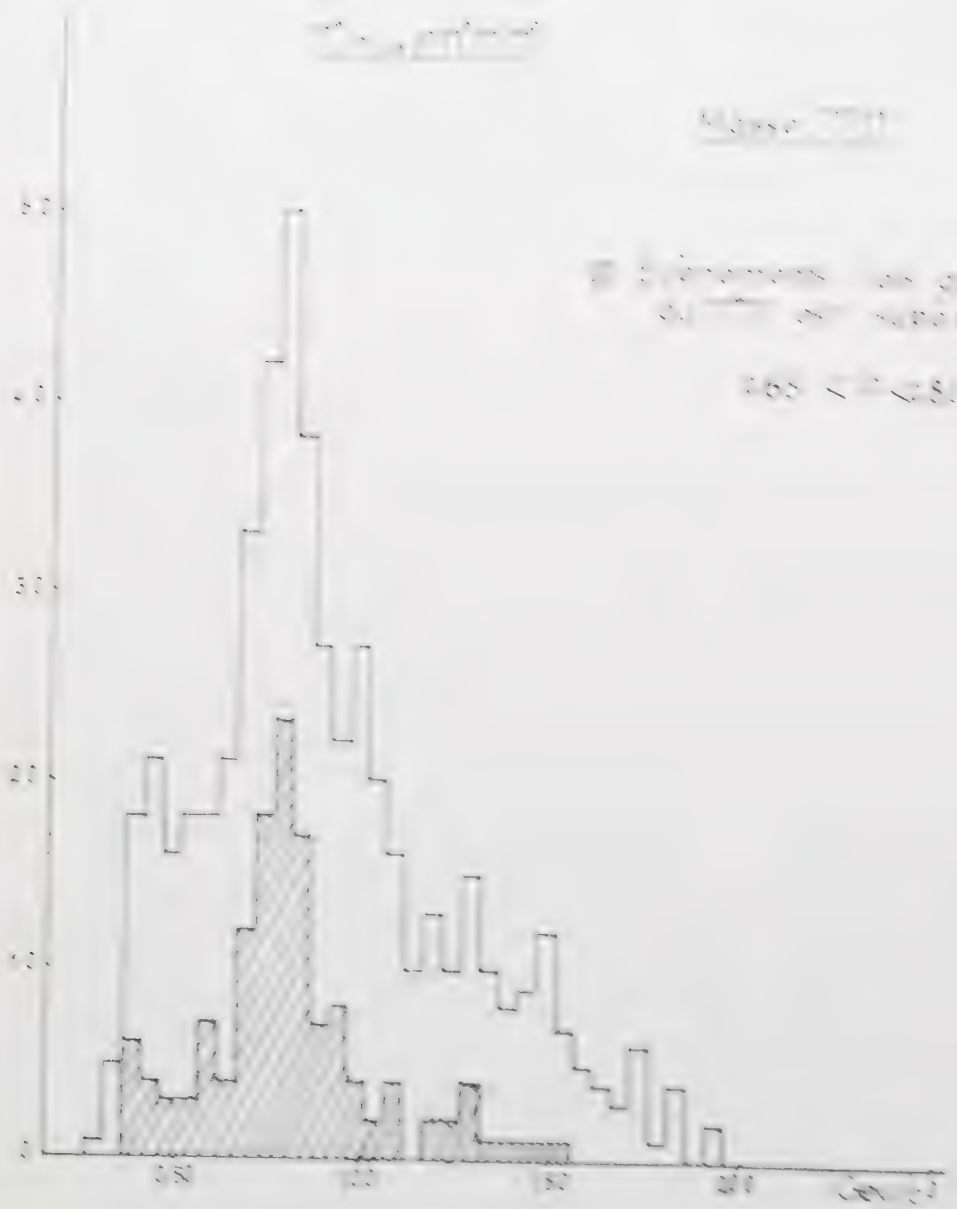

$\pi^+ n \rightarrow p\ \pi^+\pi^-$
Rho
Angle de Treiman Yang
30
20
10
0
π émis vers l'avant
π^+ emis vers l'arrière
π
2π

Fig 25

$\pi^+ d \rightarrow PP\,\pi^+\pi^-\pi^\circ$

Masse $\pi^+\pi^-\pi^\circ$





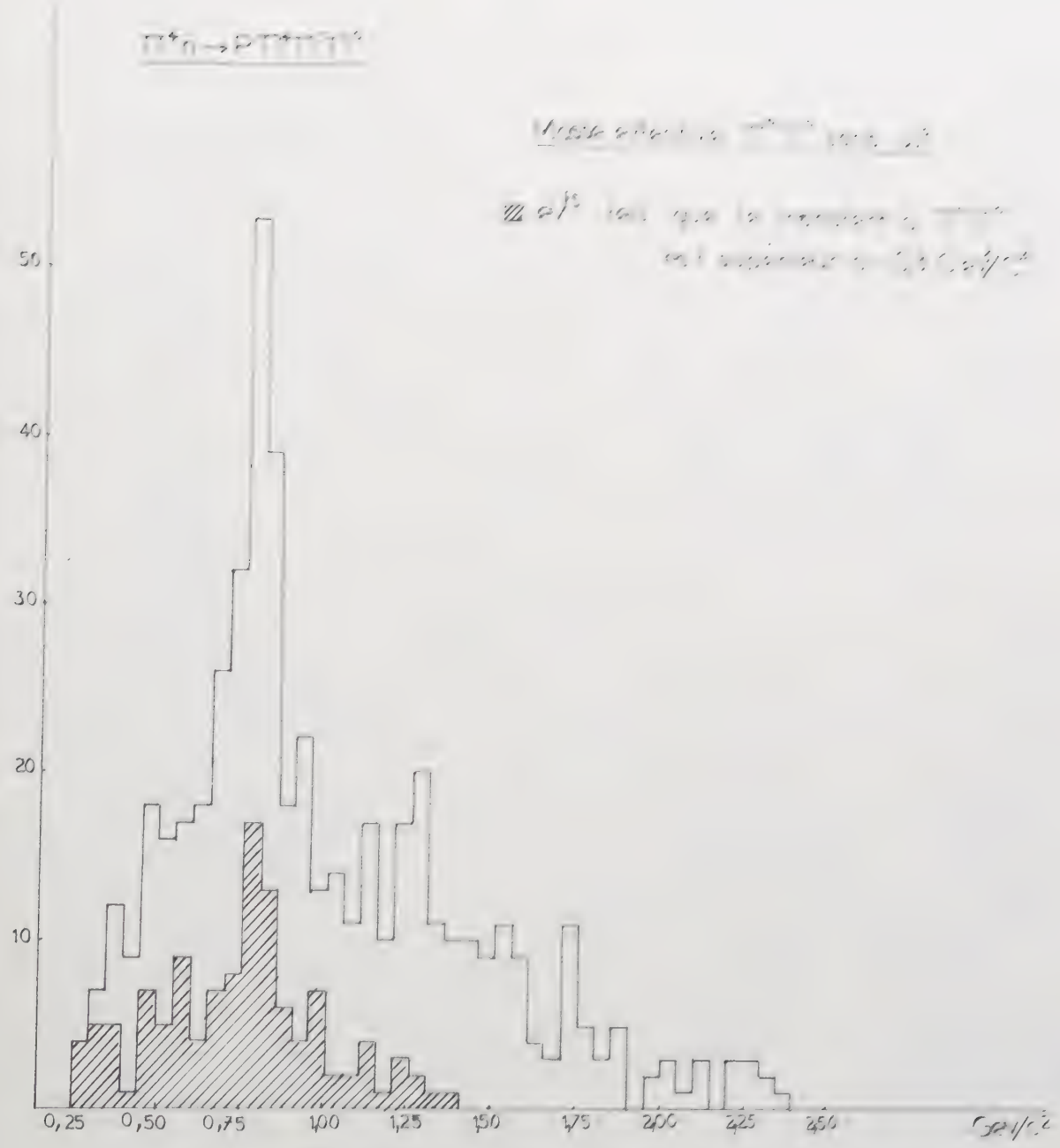
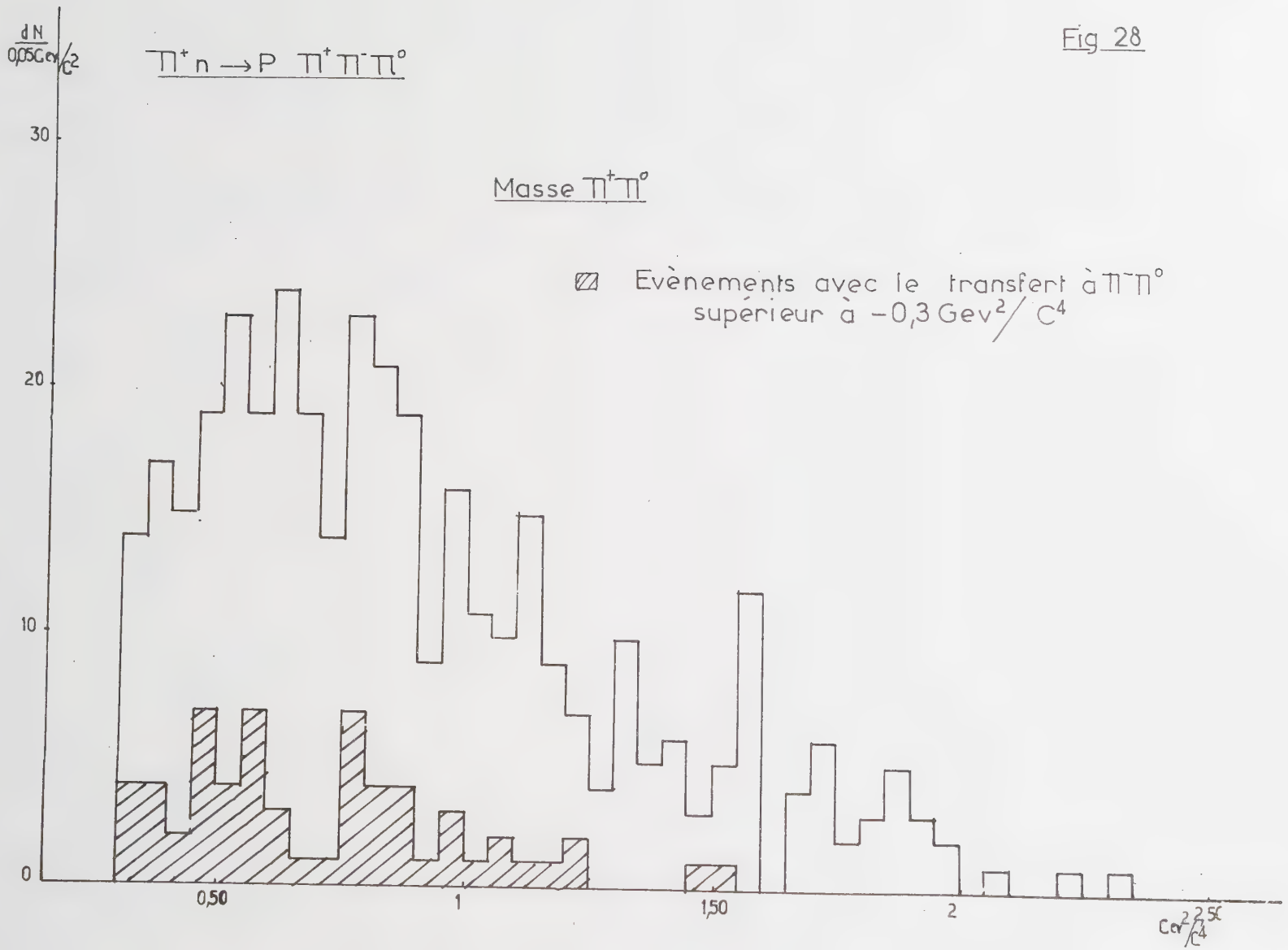

50
40
30
20
10
0,25
0,50
0,75
1,00
1,25
1,50
1,75
2,00
2,25
2,50

Fig 28

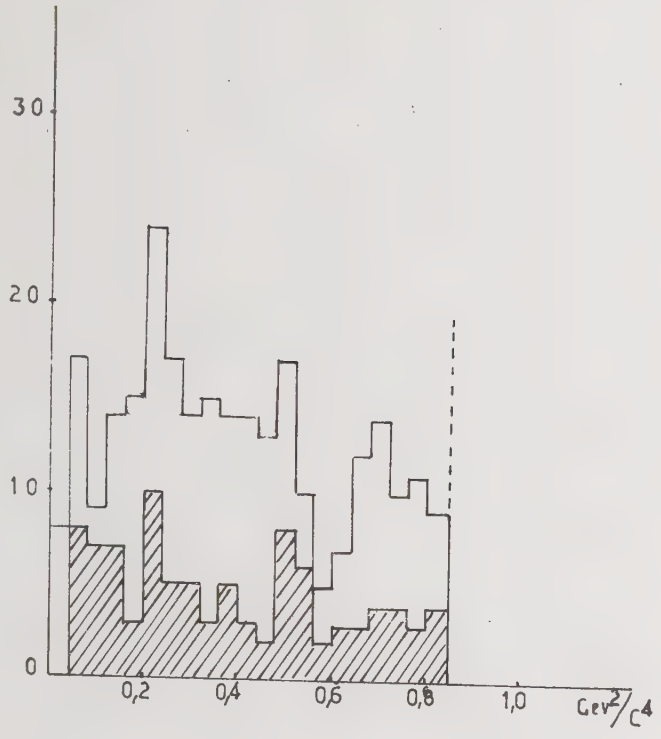

dN / 0,05 Gev/C²
π⁺n → P π⁺π⁻π°
Masse π⁺π°
Evènements avec le transfert à π⁻π° supérieur à −0,3 Gev²/C⁴
30
20
10
0
0,50
1
1,50
2
2,5
Gev²/C⁴

$\pi^+ n \rightarrow P\pi^+\pi^-\pi^0$

Fig 29

Transfert au système $\pi^+\pi^0$

▨ $\pi^+\pi^0$ Forme un ρ^+



Transfert au système $\pi^+\pi^-$

▨ $\pi^+\pi^-$ Forme un ρ^0

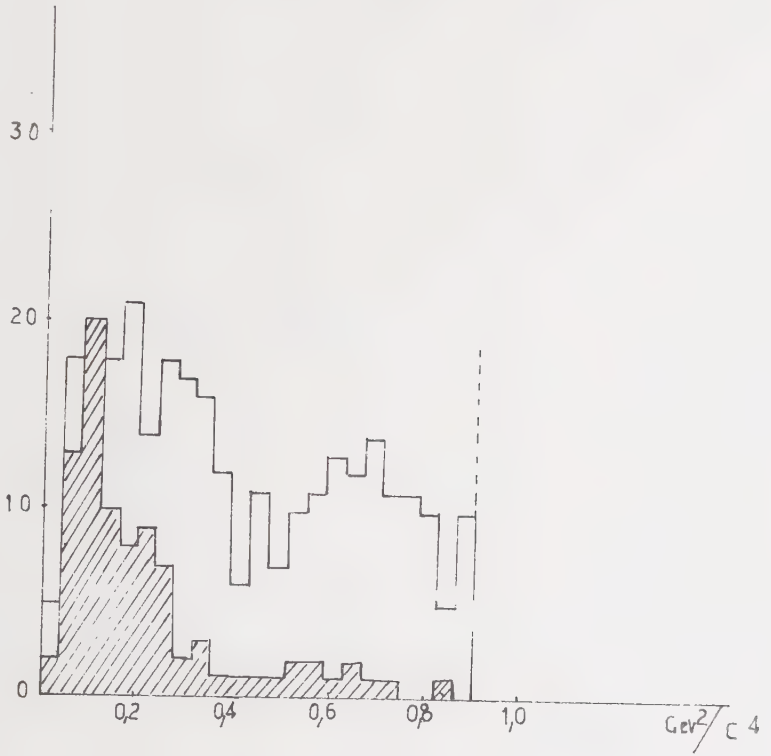
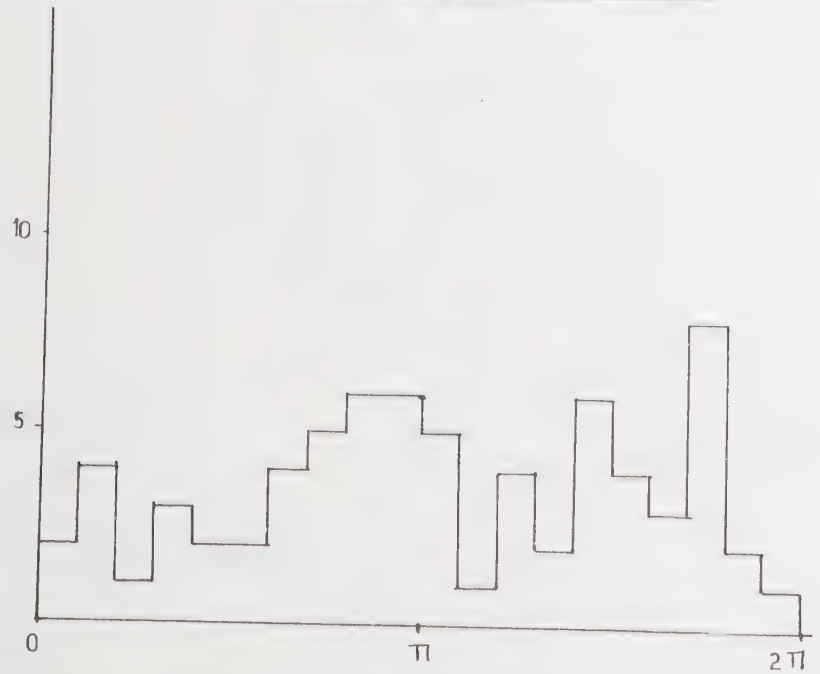


Fig 30

$\pi^+ n \to p \pi^+ \pi^-$

$\pi^+\pi^-$ dans ρ

Angle de Treiman-Yang



$\pi^+ n \rightarrow P\ \pi^+\pi^-\pi^0$

Fig 31

$\pi^+\pi^-$ dans ρ^0 .

θ : Angle entre le π^+ incident et le π^+ émergent

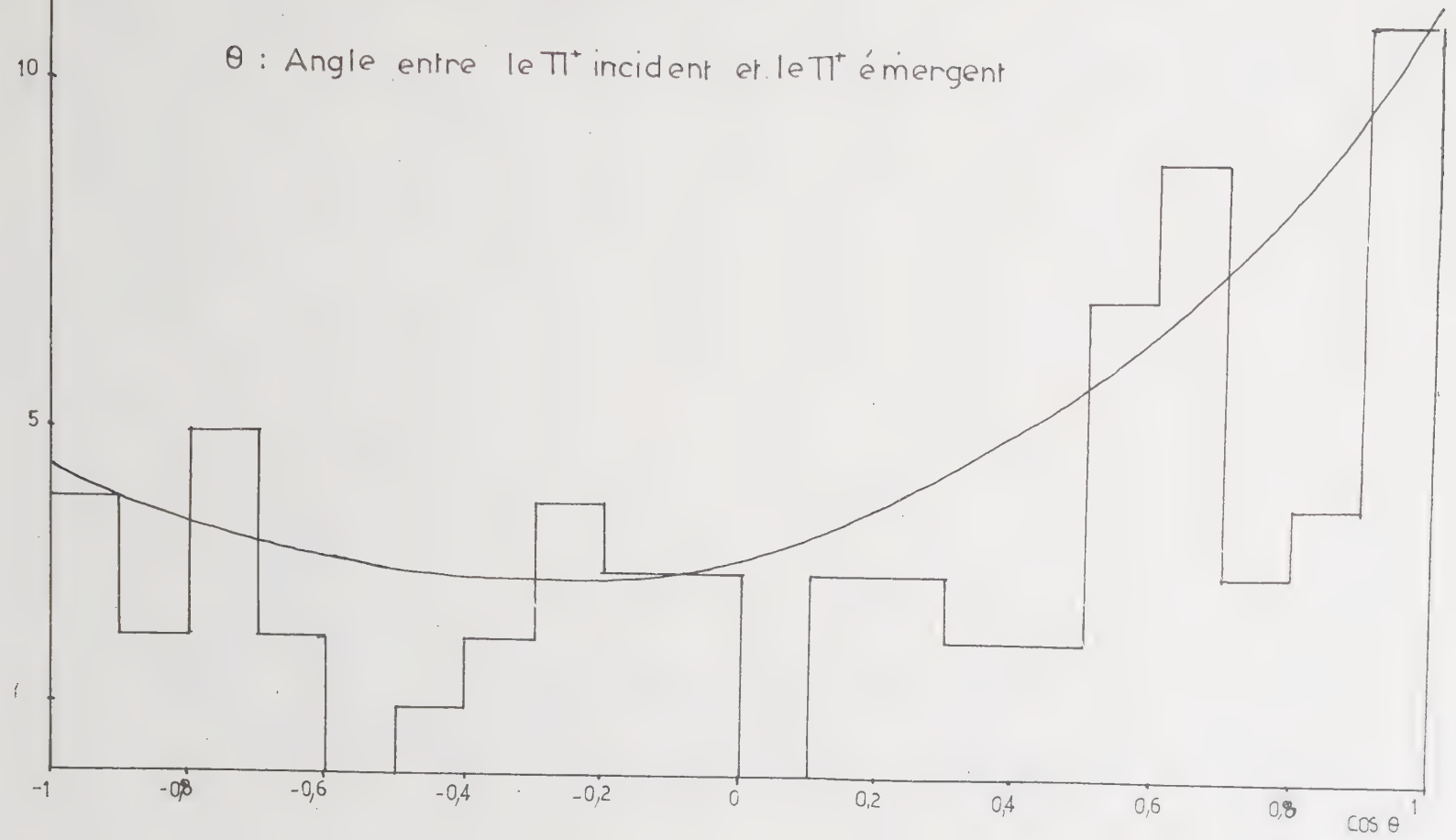


Fig 32

$\pi^+ n \longrightarrow P\,\pi^+\,\pi^-\pi^\circ$

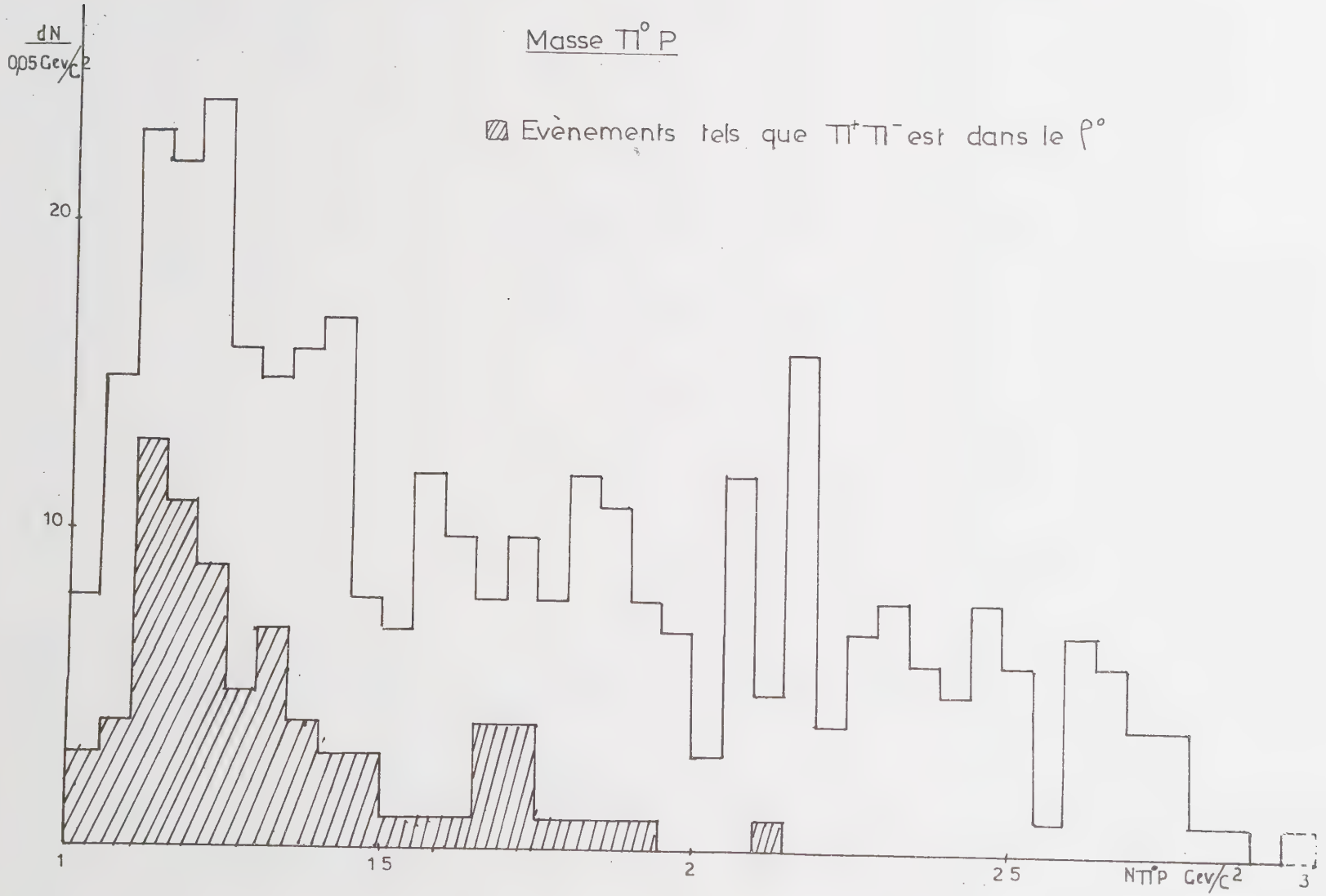


Fig 33

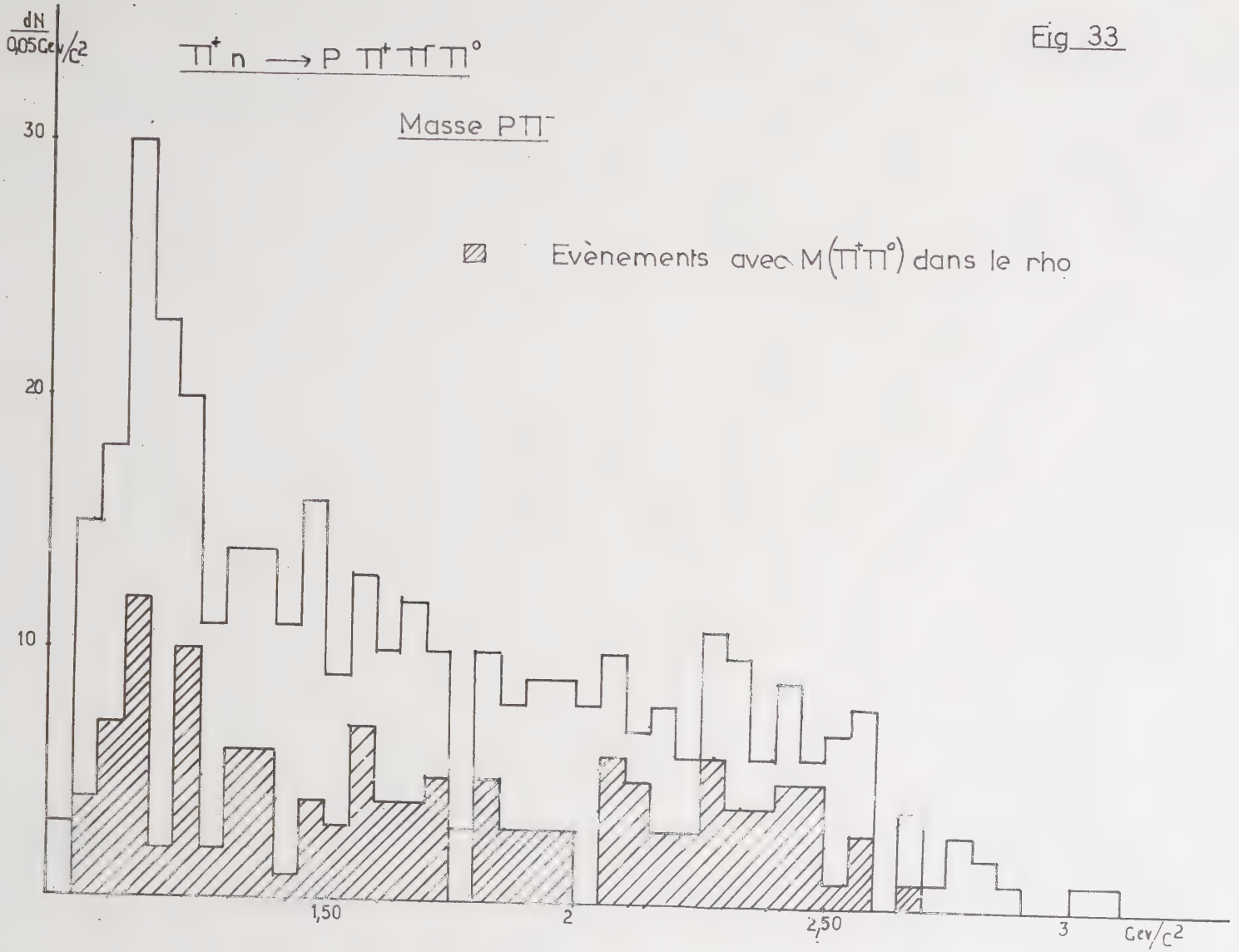

dN / 0,05 Gev/c²
π⁺ n ⟶ P π⁺ π⁻ π°
Masse Pπ⁻
Evènements avec M(π⁺π°) dans le rho
30
20
10
1,50
2
2,50
3
Gev/c²

Fig 34

$\pi^+ n \longrightarrow P\ \pi^+\pi^-\pi^\circ$

Masse $\pi^-\pi^\circ$ sans ρ° et sans ρ^+

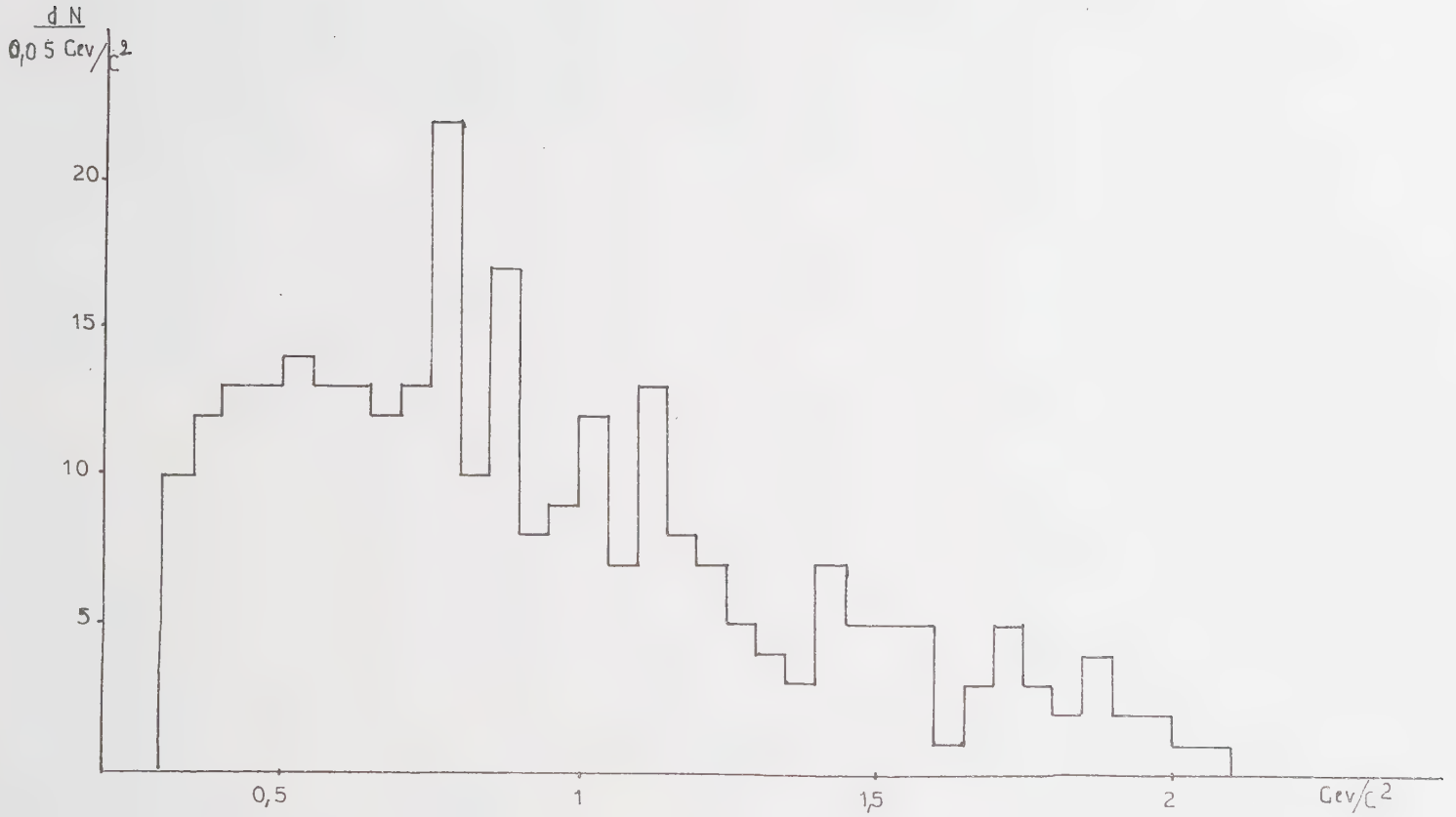


Fig 35

$\pi^+ n \longrightarrow P\,\pi^+\pi^-\pi^0$

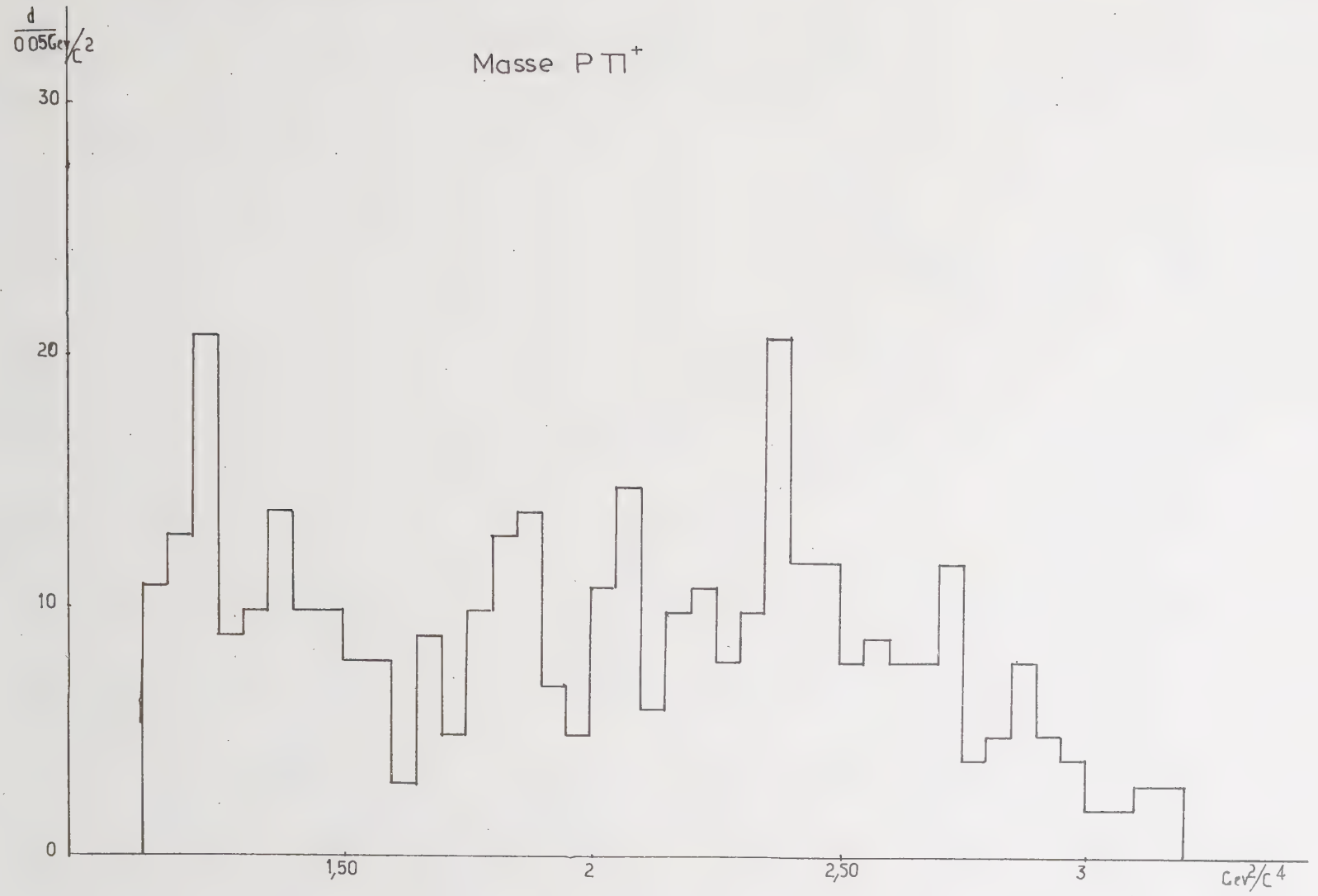


Fig. 36

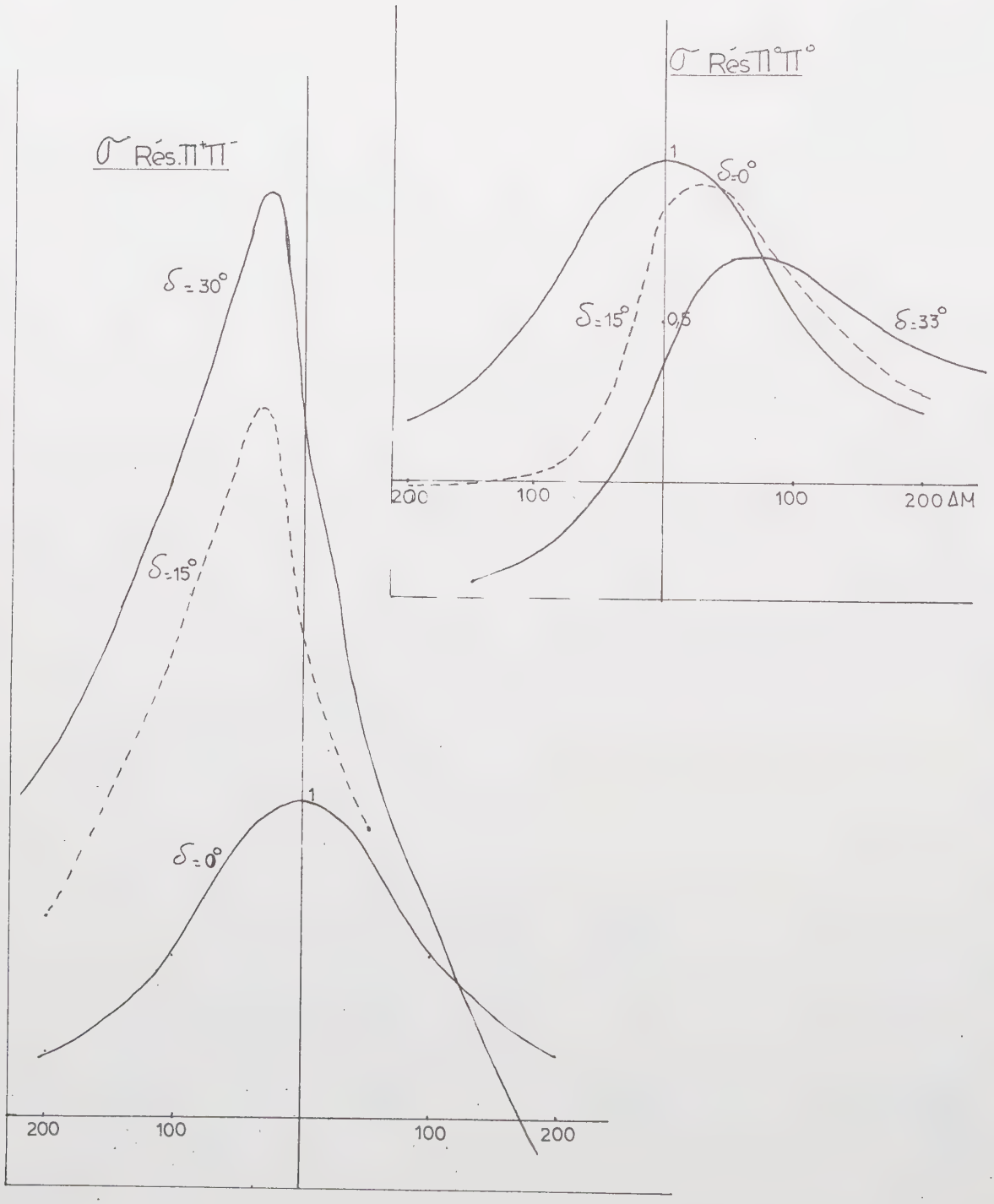

σ Rés. π⁺π⁻
δ = 30°
δ = 15°
δ = 0°
1
200
100
100
200
σ Rés π°π°
1
δ=0°
δ=15°
0,5
δ=33°
200
100
100
200 ΔM

Fig 37

Hypothèse onde D résonnante $I = 0$

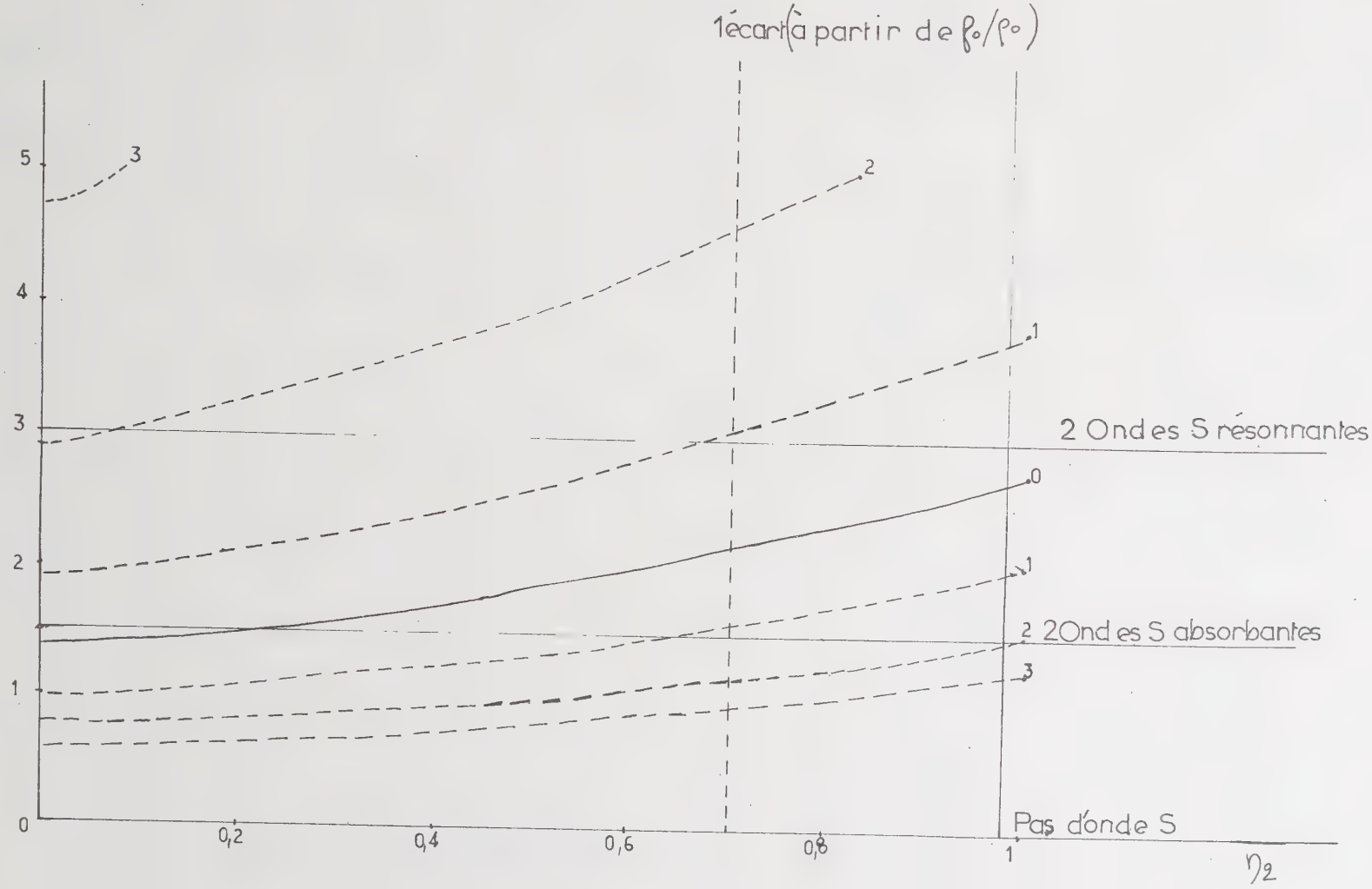
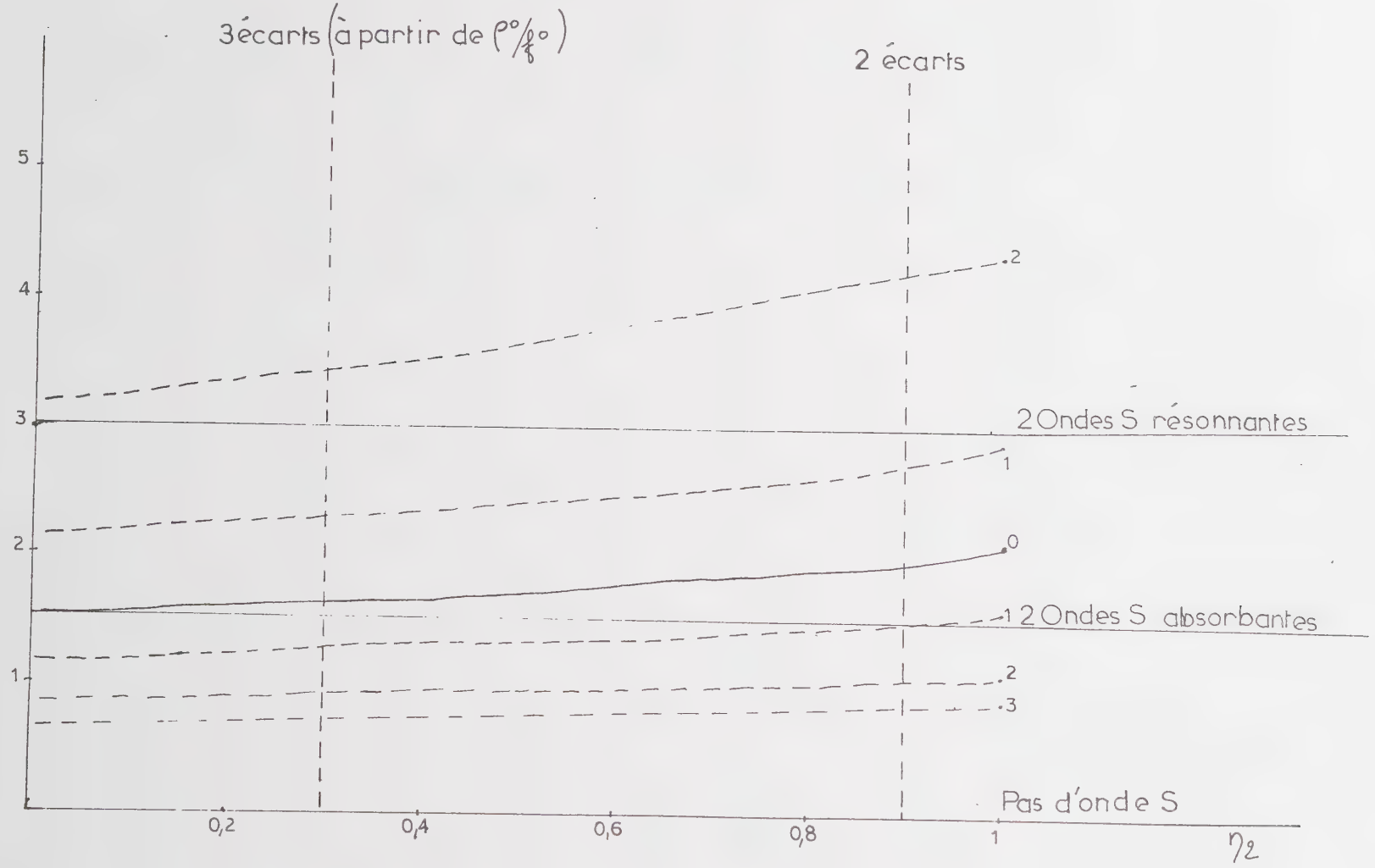


Fig 38

Hypothèse Onde D résonnante I = 2



REMERCIEMENTS

Je désire d'abord exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur LEPRINCE-RINGUET pour m'avoir accueilli dans son laboratoire où règne l'esprit d'équipe nécessaire au développement d'une recherche scientifique fructueuse.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur B.P. GREGORY qui m'a, dès mon entrée au laboratoire, introduit à la technique de la physique expérimentale en me permettant de travailler auprès de la chambre à bulles de 81 cms au CERN.

Je remercie ensuite Messieurs J.BADIER, M. DEMOULIN, P.BRIANDET, ainsi que toute l'équipe des techniciens avec lesquels j'ai pu participer à la transformation de la chambre à bulles pour permettre son utilisation avec du deutérium. Je remercie par la même occasion Messieurs J.GOLDBERG et J.M.PERREAU qui ont construit le faisceau permettant d'effectuer cette expérience.

Mes remerciements vont ensuite à Monsieur P. FLEURY qui a dirigé l'équipe des physiciens qui ont analysé cette expérience. Mes remerciements sont aussi, bien entendu, adressés à Messieurs J.HUC, R.LESTIENNE et R.VANDERHAGHEN. Que Monsieur G.VEGNI, en la collaboration de qui j'ai effectué une grande partie du travail d'analyse des résultats, trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Que Monsieur F.MULLER, qui a bien voulu me guider dans l'élaboration de cette thèse trouve ici l'expression de ma profonde gratitude. Je remercie particulièrement Monsieur JACOB de Saclay qui m'a conseillé sur les questions théoriques attachées à cette expérience.

Mes remerciements vont encore à tous ceux qui ont participé aux travaux de dépouillement, de mesure, de classement, ils y ont mis une application sans laquelle ce travail n'aurait pu aboutir, particulièrement Mesdames J.BOUCHER et M.RABACHE et Mademoiselle F.POUPON. Je remercie Mademoiselle B.VIGNEAUD qui a assuré avec patience la dactylographie, Monsieur JADOT qui a effectué la polycopie et Monsieur JOLICLERC qui a réalisé les diapositives.

J'exprime toute ma gratitude envers le Centre National de la Recherche Scientifique qui m'a attribué une allocation sans laquelle ce travail n'aurait pu être accompli.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

"Les algèbres de courants"

Vu et approuvé

Orsay, le 18 Mai 1966

Le Doyen de la Faculté des Sciences

Joseph BERGERARD

Vu
et Permis d'Imprimer

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE